ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 9 AVRIL 1958.

PRÉSIDENCE DE M. PAUL MONTEL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie le décès survenu à Paris, le 1er avril, de M. **Henri Hitier**, Correspondant pour la Section d'Économie rurale. Il invite l'Académie à se recueillir en silence pendant quelques instants en signe de deuil.

La notice nécrologique d'usage sera déposée en l'une des prochaines séances par M. **Maurice Lemoigne**.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Tentative de raccord entre l'équation de Heisenberg et l'équation de l'onde* u *en théorie de la double solution.* Note (*) de M. **Louis de Broglie**.

L'auteur cherche à rattacher à une équation non linéaire du type de Heisenberg, l'équation d'ondes non linéaire envisagée par la théorie de la double solution à l'aide d'une hypothèse faisant intervenir le milieu subquantique entièrement chaotique de MM. Bohm et Vigier.

Partons d'une équation de Heisenberg :

$$L(u) + l^2 u^* A u . u = 0, \tag{1}$$

où L est un opérateur linéaire qui dépend du type de corpuscule envisagé, l une constante et A un opérateur du type des α de Dirac, au besoin généralisés.

Pour être en accord avec la théorie de la double solution, il faudrait montrer que, du moins en dehors de la très petite région singulière où u a de très grandes valeurs, on retrouve l'équation admise par la théorie de la double solution sous sa forme non linéaire.

$$L(u) + k^2 u + N(u) = 0 \tag{2}$$

avec ici $N(u) = l^2 u^* A u . u$, k étant une constante dépendant de la masse

propre m_0 du corpuscule (par exemple, si L correspond à l'équation de Klein-Gordon, on aura $k = m_0 c/\hbar$).

Or il paraît difficile de passer de (1) à (2) et cela m'a amené à envisager le problème d'une manière un peu différente qui paraît très intéressante. Pour le faire, nous allons supposer que, dans la fonction d'onde figurant dans l'équation de Heisenberg, nous devons comprendre non seulement la fonction d'onde u du corpuscule considéré, mais aussi la fonction d'onde U_0 entièrement chaotique qui doit caractériser le milieu « subquantique » imaginé par MM. Bohm et Vigier. Nous écrirons donc à la place de (1) :

$$\text{(3)} \qquad L(U) + l^2 U^* AU . U = 0,$$

avec $U = U_0 + u$ où $u = u_0 + v$ est la fonction d'onde de la double solution. Dans la description du milieu subquantique proposée par M. Vigier et ses collaborateurs, U_0 serait la fonction d'onde entièrement chaotique qui décrirait l'ensemble des « cellules » de ce milieu, chaque cellule comprenant sans doute une petite région singulière centrale et constituant ainsi un corpuscule « caché » dans ce que nous appelons le « vide ». La fonction u_0 serait la fonction d'onde de celle de ces cellules subquantiques qui « émergeant » au niveau microphysique, constituerait le corpuscule observable et organiserait tout autour d'elle dans le milieu support une onde v cohérente avec u_0. L'équation (3) peut s'écrire :

$$\text{(4)} \qquad L(U_0) + L(u) + l^2 [U_0^* AU_0 + U_0^* Au + u^* AU_0 + u^* Au] U_0 + l^2 [U_0^* AU_0 + U_0^* Au + u^* AU_0 + u^* Au] u = 0.$$

Il paraît naturel de diviser cette équation en deux parties séparées

$$\text{(5)} \qquad L(U_0) + l^2 [U_0^* AU_0 + U_0^* Au + u^* AU_0 + u^* Au] U_0 = 0$$

$$\text{(6)} \qquad L(u) + l^2 [U_0^* AU_0 + U_0^* Au + u^* AU_0 + u^* Au] u = 0.$$

On peut alors considérer l'équation (5) comme réglant l'évolution de U_0 dans le milieu subquantique et l'équation (6) comme réglant l'évolution de u au niveau microphysique.

Or il semble légitime de négliger l'action de u sur l'évolution de U_0, c'est-à-dire de négliger les termes en u dans l'équation (5) qui se réduit alors à

$$\text{(7)} \qquad L(U_0) + l^2 U_0^* AU_0 . U_0 = 0.$$

Telle serait l'équation d'ondes du milieu subquantique valable à l'intérieur de toutes les « cellules » qui n'auraient aucun lien de cohérence entre elles de sorte que U_0 serait entièrement chaotique.

En ce qui concerne (6) qui doit être l'équation d'évolution de l'onde cohérente u au niveau microphysique, nous pouvons supposer que les termes en U_0 et U_0^*, qui sont chaotiques et très rapidement variables dans l'espace, doivent être remplacés par leurs valeurs moyennes. De plus, en raison même du caractère

chaotique de U_0 et de U_0^*, on doit pouvoir considérer que les valeurs moyennes $\overline{U_0^* A u}$ et $\overline{u^* A U_0}$ sont nulles, ce qui permet d'écrire (5) sous la forme

(8) $$L(u) + l^2 \overline{U_0^* A U_0}\, u + l^2 u^* A u . u = 0, \qquad \text{avec} \quad U_0^* A U_0 \neq 0$$

ou encore

(9) $$L(u) + k^2 u + l^2 u^* A u . u = 0$$

en posant

(10) $$k^2 = l^2 \overline{U_0^* A U_0}.$$

Finalement, nous avons bien passé ainsi de l'équation (3) qui est du type (1) à l'équation (9) qui est du type (2), comme cela paraissait souhaitable.

Les résultats précédents suggèrent les remarques suivantes :

1° La formule (10), où k s'exprime en fonction de m_0, détermine la masse propre du corpuscule à partir d'une valeur moyenne prise sur l'onde chaotique U_0 correspondante du milieu subquantique. Cette conséquence présente une certaine analogie avec le calcul de la masse dans la théorie de Heisenberg, théorie d'ailleurs très différente de celle-ci notamment parce qu'elle n'admet pas la localisation des corpuscules.

2° L'hypothèse que u_0 est la partie de U_0 qui a « émergé » au niveau microphysique observable en organisant l'onde v dans l'espace environnant pourrait permettre de préciser les relations entre le milieu subquantique et le niveau microphysique observable.

On pourrait naturellement chercher à étendre les considérations précédentes à des équations de Heisenberg autres que (1).

(*) Séance du 31 mars 1958.

HYDRAULIQUE. — *Intégration graphique appliquée à l'étude des réservoirs d'air des stations de pompage.* Note (*) de M. **Léopold Escande.**

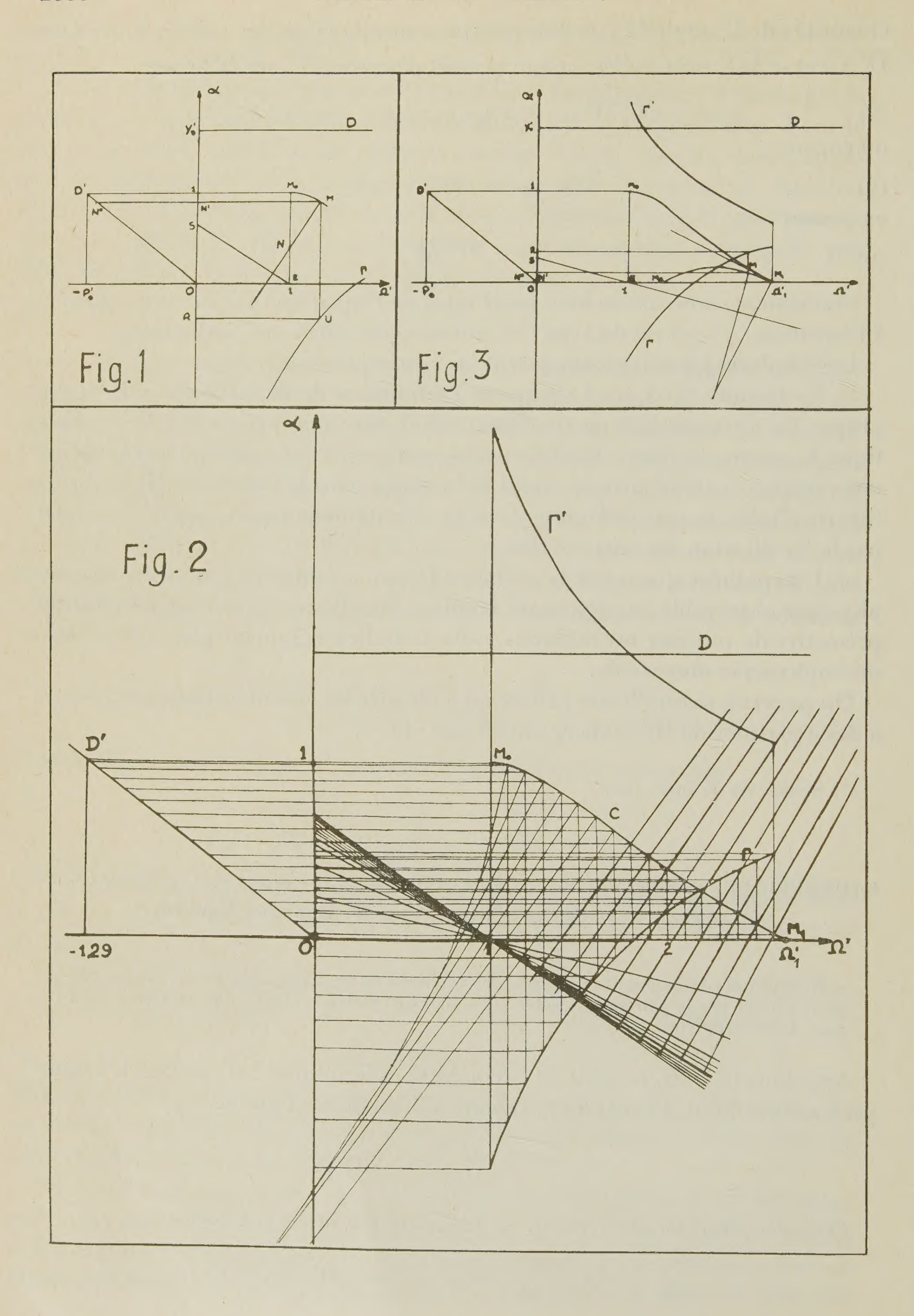
L'équation obtenue en considérant les oscillations en masse peut être intégrée graphiquement par la construction des normales successives suivant une méthode résumée dans cette Note.

Appelons Q_0 et Ω_0 le débit de la conduite et le volume de l'air dans le régime permanent initial, Q et Ω leurs valeurs à l'instant t, et posons

$$\alpha = Q'^2 = \left(\frac{Q}{Q_0}\right)^2, \qquad \Omega' = \frac{\Omega}{\Omega_0}.$$

Première phase du mouvement. — L'équation à intégrer s'écrit

$$\frac{d\alpha}{d\Omega'} = -Y'_0 + \frac{H'_0}{\Omega'} - P'_0 \alpha, \qquad \text{avec} \quad H'_0 = P'_0 + Y'_0$$


Fig. 1
Fig. 3
Fig. 2
α
D
Γ'
Γ
D'
M₀
C
-129
O
1
2
Ω'
Ω'₁
M₁

et les conditions initiales

$$\Omega' = 1, \qquad \alpha = 1 \qquad \text{et donc} \quad \frac{d\alpha}{d\Omega'} = 0.$$

La pression H de l'air dans le réservoir à l'instant *t* est donnée à partir de sa valeur initiale H_0 par la relation

$$H = \frac{H_0}{\Omega'} = H'\Delta, \qquad \text{avec} \quad H' = \frac{H'_0}{\Omega'},$$

Δ désignant une constante connue.

Le rayon de courbure de la courbe (Ω', α) au point initial $M_0(\Omega' = \alpha = 1)$ où la tangente est horizontale a pour valeur $1/H'_0$ et l'on peut donc (*fig.* 1) tracer le départ de la courbe, supposée confondue avec son cercle de courbure.

La construction de la normale en un point quelconque M de la courbe peut être faite aisément.

On trace l'hyperbole Γ, d'abscisse Ω', d'ordonnée $Y'_0 - (H'_0/\Omega')$.

On trace la droite OD′ définie par le point $D'(\Omega' = -P'_0, \alpha = 1)$.

La verticale de M perce l'hyperbole Γ au point U d'ordonnée $Y'_0 - (H'_0/\Omega')$.

L'horizontale de M perce la droite OD′ donnant les valeurs de $P'_0\alpha$ en fonction de α en un point N″ qui fournit ainsi $P'_0\alpha = N'N''$.

On rappelle U horizontalement en R sur l'axe des α ; on porte verticalement vers le haut le vecteur RS égal à la valeur de $P'_0\alpha$ qui vient d'être déterminée : $RS = N'N''$.

L'ordonnée de S est donc

$$Y'_0 - \frac{H'_0}{\Omega'} + P'_0\alpha.$$

La pente de la droite qui joint S au point E d'abscisse 1 sur l'axe $O\Omega'$ est bien :

$$-\frac{\overline{OS}}{1} = -\left[Y'_0 - \frac{H'_0}{\Omega'} + P'_0\alpha\right] = \frac{d\alpha}{d\Omega'}.$$

La tangente en M est donc parallèle à SE, ce qui définit la normale MN en M. Celle-ci coupe la normale précédente en un point N qui est le centre de courbure en M.

On peut alors tracer un élément du cercle de courbure en M à la courbe et continuer ainsi de proche en proche (*fig.* 2).

On s'arrête au moment où la courbe C donnant α en fonction de Ω' atteint l'axe des abscisses. α est alors nul et la première phase du mouvement est terminée : Ω' a atteint sa valeur la plus forte Ω'_1.

H' est fournie par les ordonnées de l'hyperbole Γ', d'équation $H' = (H'_0/\Omega')$, H' est minimum pour $\alpha = 0$ et égal à $H'_1 = (H'_0/\Omega'_1)$.

Deuxième phase du mouvement. — L'équation à intégrer devient :

$$\frac{d\alpha}{d\Omega'} = -Y'_0 + \frac{H'_0}{\Omega'} + P'_0\alpha,$$

avec les conditions initiales :

$$\text{point } M_1(\Omega' = \Omega'_1,\ \alpha = 0).$$

La construction s'effectue suivant les mêmes principes que pour la première phase comme le montre la figure 3.

Quand α reprend la valeur zéro, Ω' passe par un minimum absolu Ω'_2, auquel correspond la pression maximum donnée, en grandeur relative, par

$$H'_2 = \frac{H'_0}{\Omega'_2}.$$

(*) Séance du 31 mars 1958.

EMBRYOLOGIE VÉGÉTALE. — *Embryogénie des Commélinacées. Développement de l'embryon chez le* Commelina communis *L.* Note (*) de M. **René Souèges**.

L'embryon du *Commelina communis* se rapporte au type embryonomique fondamental du *Muscari comosum* L. La tétrade est en A_1 ; ses deux cellules supérieures produisent le cotylédon; ses deux cellules inférieures engendrent des secteurs qui impriment à la construction des corps des caractéristiques vraiment essentielles.

Deux problèmes se posent au sujet des Commélinacées : le premier se rapporte à la véritable place qu'il convient d'assigner à la famille parmi les Monocotylédones, le deuxième à l'origine terminale ou latérale du cotylédon.

La plupart des systématiciens rangent les Commélinacées dans l'alliance des Liliales puisqu'elles répondent à la composition florale de ce groupe où la fleur des Monocotylédones atteint son développement le plus complet et le plus régulier. Les Commélinacées prendraient place entre les Liliacées et les Joncacées. D'autres auteurs les rattachent à une autre alliance, celle des Énanthioblastées, différant surtout de la précédente par la présence d'un ovule orthotrope. Tout le monde se trouve d'accord néanmoins pour reconnaître que les Commélinacées forment un groupe assez isolé qui n'offre de parentés étroites avec aucune autre famille.

Pour ce qui est de l'origine du cotylédon, certains travaux récents [Barbara Haccius, 1952 [1]; Éva Baude, 1956 [2]], ont repris et développé l'opinion déjà ancienne selon laquelle le cotylédon et le point végétatif de la tige (*pvt*) se différencieraient, chez les Commélinacées comme chez les Hydrocharitacées, *à côté* l'un de l'autre, aux dépens de cellules du segment terminal du proembryon, alors que, comme il est admis pour les Monocotylédones en général, le segment terminal donne tout entier le cotylédon, le point végétatif de la tige prenant naissance *au-dessous*, aux dépens du segment subterminal. Il y aurait là une opposition d'homo-

logies lourde de conséquences pour la phylogénie des Monocotylédones et, tout particulièrement, pour les rapports entre Monocotylédones et Dicotylédones.

Le développement de l'embryon chez les Commélinacées n'a jamais fait l'objet de recherches rigoureusement complètes. A. Gravis en 1898 ([3]) a fait mention des quelques observations qui avaient été publiées avant lui. On peut retenir celles de W. Hofmeister (1861) ([4]) et de H. de Solms-Laubach (1878) ([5]) auxquelles nous ajouterons celles parues postérieurement de K. Süssenguth (1921) ([6]) et de K. L. Murthy (1938) ([7]).



Fig. 1 à 30. — *Commelina communis* L. — Développement des stades proembryonnaires, *nu*, nucelle; *te*, tégument externe de l'ovule; *ti*, tégument interne; *mi*, micropyle; *ca* et *cb*, cellules apicale et basale du proembryon bicellulaire; *a* et *b*, cellules supérieures de la tétrade; *m* et *ci*, cellules inférieures de la tétrade, filles de *cb*; *q*, quadrants ou cotylédon, *cot*; *n* et *n'*, cellules-filles de *ci*; *o* et *p*, cellules-filles de *n'*. En 29 et 30, deux coupes voisines d'un même proembryon. G = 320; 160 pour 2; 86 pour 1.

Chez les Énanthioblastées, l'ovule serait orthotrope; chez les Commélinacées, certains le disent orthotrope, d'autres anatrope. Chez le *Commelina communis*, comme le montre la figure 1, il serait nettement *semi-*

anatrope, l'axe du sac faisant avec l'axe d'insertion de l'ovule un angle de 90° environ. Étant données ces variations, il serait sage d'admettre avec R. Wettstein ([8]) que, chez les Énanthioblastées, l'ovule est *atrope*, c'est-à-dire sans direction. La figure 2 montre le détail de l'extrémité micropylaire; après la fécondation, les bords des téguments arrivent à se souder et à donner naissance à une cupule ou calotte résistante connue sous le nom d'*embryotège*.

La première paroi de segmentation dans l'oospore est transversale (*fig.* 3) ou assez fortement inclinée (*fig.* 4); cette inclinaison se retrouve plus tard plus ou moins accentuée (*fig.* 6, 9, 13, 25, 26, 28) et peut aider à comprendre les vrais rapports de position que prendront le cotylédon et le point végétatif de la tige. Dans les deux blastomères *ca* et *cb* du proembryon bicellulaire, les cloisons sont normales à la première parois verticale, dans le cas de la figure 3, obliques dans le cas de la figure 4; elles donnent naissance aux tétrades de la catégorie en A_1, reproduites en 5 et 6. Les deux cellules supérieures de la tétrade, par segmentations encore normales aux précédentes, produisent quatre quadrants groupés dans un même plan (*fig.* 7 à 16); en 9 et 16, ils sont disposés sur un plan incliné.

Les quatre quadrants, à la génération suivante, se segmentent, en règle très générale, par parois anticlines à direction verticale (*fig.* 17, 18, 20, 21) ou horizontale (*fig.* 23, 24 à gauche), rarement périclines (*fig.* 19, peut-être *fig.* 24, 26, à droite). Il ne se constitue pas régulièrement d'octants en deux étages de quatre. Les segmentations se succèdent d'une manière qu'il est difficile de définir; elles aboutissent à la formation d'un corps semi-sphérique (*fig.* 35, 38) qui devient le cotylédon tel qu'il apparaît en 50.

Les deux blastomères inférieurs de la tétrade, *m* et *ci*, se partagent à leur tour par cloisons normales aux précédentes presque en même temps que les deux cellules supérieures, faisant ainsi apparaître un proembryon nettement octocellulaire (*fig.* 10); mais elle se divisent plus tôt généralement et deux éléments se séparent ainsi nettement, aux dépens de *ci*, *n* et *n'*, avant constitution définitive des quadrants (*fig.* 8, 10, 11). De la sorte, se différencient, aux dépens de *m*, de *n* et de *n'*, trois groupements cellulaires qui sont comme des secteurs assez bien séparables à la vue, dans lesquels on peut se faire une idée plus ou moins satisfaisante de la marche de la segmentation. Les divisions dans leur intérieur sont certainement variables et paraissent toujours telles étant donné l'orientation inconstante du corps embryonnaire dans la cavité du sac, sa forme subsphérique et la difficulté d'obtenir, dans tous les cas, des coupes rigoureusement axiales intéressant le plan méridien de symétrie.

Dans les figures 10 à 16, *m* passe à l'état tétracellulaire, pendant que *n* et *n'* ne paraissent pas totaliser le même nombre de cellules. Dans les coupes suivantes, 18 à 30, on peut aisément se rendre compte de la marche de la segmentation dans les trois secteurs; en général, dans les trois cas, il se formerait tout d'abord des parois périclines, rarement anticlines (*fig.* 23, 26, 27 en *m*).

En 30, commence à apparaître la dépression latérale marquant la séparation du cotylédon et du secteur *m*, aux dépens duquel va se différencier le *pvt*. En 31, 33, puis en 34, 35, 36, le phénomène est plus sensible; au centre du secteur *m*, se différencient des éléments serrés, de petites dimensions, très chromatiques, qui constituent le primordium du *pvt*, tandis que les parties extérieures du segment donnent la lèvre inférieure de la gaine cotylédonaire (*fig.* 34 à 36). Dans la figure 39, qui représente, vue de face, l'ouverture de la gaine, on peut se rendre compte de la part que prend le secteur *m* à la construction de cette gaine.

Le secteur *n*, dont on peut suivre le développement dans les figures 31 à 38, contribue à la formation de la portion latérale supérieure de l'hypocotyle, que ne produit pas *m*.

Pendant ce temps, n' se décompose en deux autres secteurs, *o* et *p* (*fig.* 34 à 38), *o* engendrant la partie latérale inférieure de l'hypocotyle, en face encore de *m*, et, selon toute vraisemblance, les *iec*, par différenciation de ses éléments les plus profonds; *p* produit la coiffe avec ses initiales. Dans les figures 39 et 41, où la fente cotylédonaire se présente de face, on peut voir les parts que prennent *o* et *p* à la construction de l'extrémité radiculaire. Celle-ci est en train de s'organiser définitivement en 43, 45, 47, 49. Cette organisation se trouve conforme à celle que Ch. Flahault, en 1878 ([9]), a décrite chez le *Commelina tuberosa* L., dans la racine en voie de croissance.

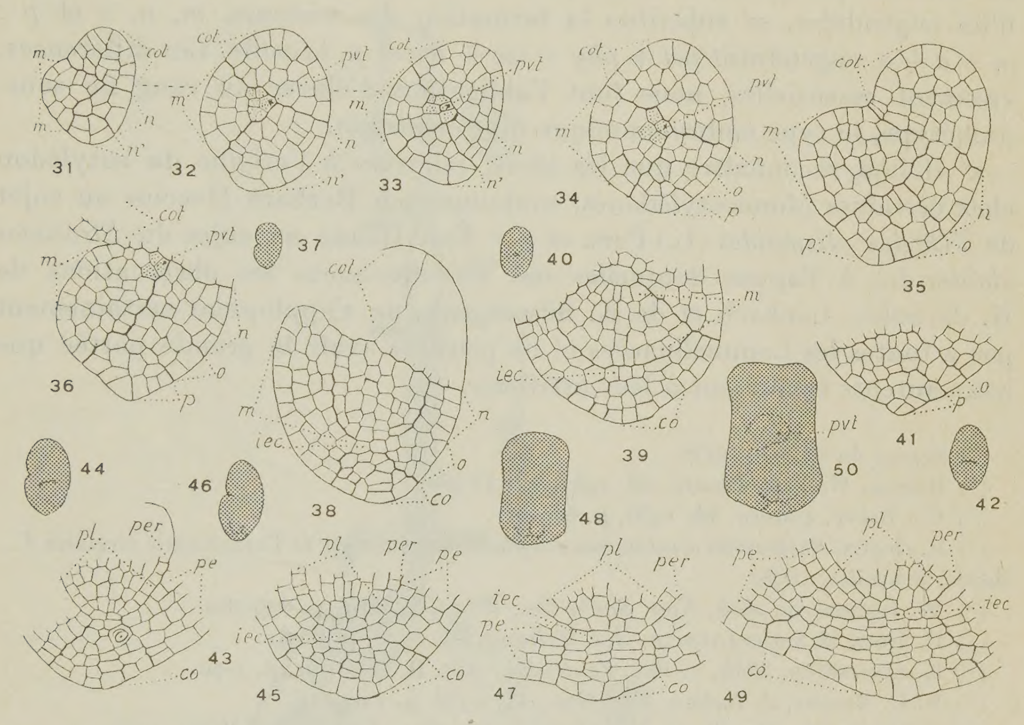


Fig. 31 à 50. — *Commelina communis* L. — Les derniers stades du développement de l'embryon. *m*, *n*, *n'*, *o*, *p*, secteurs du corps produits par les blastomères, *m*, *n*, *n'*, *o* et *p* du proembryon; *pvt*, point végétatif de la tige; *cot*, cotylédon; *pl*, plérone; *pe*, périblème; *per*, péricyclique; *iec*, initiale de l'écorce de la racine; *co*, coiffe. En 31, 32 et 33, trois coupes voisines d'un même embryon; en 37, 40, 42, 44, 46, 48, 50, schémas des formes d'où sont tirés les détails des figures 36, 39, 41, 43, 45, 47, 49. G = 160; 32 pour les schémas.

Ces observations, quoique limitées à une seule espèce, nous permettent de tirer les conclusions suivantes :

1° Les lois du développement de l'embryon, chez le *Commelina communis*, semblent se rapprocher étroitement de celles qui ont été établies au sujet des Liliacées et particulièrement au sujet de l'*Allium ursinum* L.; dans les deux cas, *ca* produit des quadrants qui se disposent dans un plan horizontal, qui prennent des cloisons anticlines s'opposant à la séparation d'octants en deux étages et qui, finalement, donnent naissance au cotylédon; d'autre part, *cb* engendre toutes les autres parties de la plante; il n'y a pas de suspenseur. Ce sont là les données de la loi des destinées qui

servent à définir le type embryonomique du *Muscaris comosum* L., et c'est évidemment à ce type que doit être rapporté l'embryon du *Commelina communis*. Mais il y a des différences importantes, qu'il est nécessaire de faire intervenir : la tétrade, chez le *Commelina*, est en A_1 et non en A_2 ; les deux cellules inférieures, *m* et *ci*, qui la composent sont juxtaposées et non superposées; les parois, dans leur intérieur sont obliques et non horizontales parallèles, de sorte que, à la séparation en étages des cellules-filles engendrées, se substitue la formation des secteurs, *m*, *n*, *o* et *p* : $m + n + o$, engendrant $pvt + phy + icc + iec$ et *p*, la coiffe. Ces différences, vraiment essentielles, nous font l'obligation d'élever au rang de sous-archétype, le type embryonomique du *Commelina*.

2° Il faut reconnaître que les idées, relatives à l'origine du cotylédon chez certaines Monocotylédones, soutenues par Barbara Haccius au sujet de l'*Ottelia alismoides* (L.) Pers. et par Éva Baude au sujet du *Stratiotes aloides* L., à l'appui desquelles ont été invoquées les observations de H. de Solms Laubach et de K. Süssenguth, ne s'appliquent certainement pas à toutes les Commélinacées et ne peuvent avoir la grande portée que leurs auteurs tendraient à leur attribuer.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) Barbara Haccius, *Planta*, 40, 1952, p. 443-460.

(2) Éva Baude, *Planta*, 46, 1956, p. 649-671.

(3) A. Gravis, *Recherches anatomiques et physiologiques sur le* Tradescantia virginica *L.*, Hayez, Bruxelles, 1898.

(4) W. Hofmeister, *Abh. Kön. Sachs Ges. Wiss.*, 7, 1861, p. 629-760.

(5) H. Graf. zu Solms-Laubach, *Bot. Zeitung.* 36, 1878, p. 65-81.

(6) K. Süssenguth, *Beih. z. Bot. Zentralbl.*, Abt. II, 38, 1921, p. 1-70.

(7) K. L. Murthy, *J. Indian. Bot. Soc.*, 17, 1938, p. 101-116.

(8) R. Wettstein, *Handbuch d. systematischen Bot.*, Leipzig und Wien, 1935.

(9) Ch. Flahault, *Ann. Sc. nat. Bot.*, 6e série, 6, 1878.

(10) R. Souèges, *Ann. Sc. nat. Bot.*, 2e série, 15, 1954, p. 1-20.

TOXICOLOGIE. — *Microdosage du mercure dans les milieux biologiques.*

Note (*) de MM. **René Fabre, René Truhaut** et **Claude Boudène**.

Après destruction sulfoperhydronitropermanganique conduite sous reflux, précipitation du mercure par le sulfate stanneux sulfurique, puis isolement spécifique par entraînement en vapeur d'eau et captation dans une liqueur sulfopermanganique. Dosage par titrimétrie avec la di-β-naphtylthiocarbazone. Sensibilité 0,05 μg en valeur absolue.

Malgré de très nombreux travaux, il n'existe pas de méthode vraiment satisfaisante pour doser avec précision des traces de mercure dans les

milieux biologiques. Les principales raisons en sont l'extrême volatilité du métal et les limites de spécificité des réactions utilisées.

Nous pensons avoir résolu ces difficultés dans la méthode que nous proposons, qui comporte trois phases essentielles.

1. *Destruction de la matière organique.* — Elle est conduite à reflux, de façon à éviter toute perte de mercure :

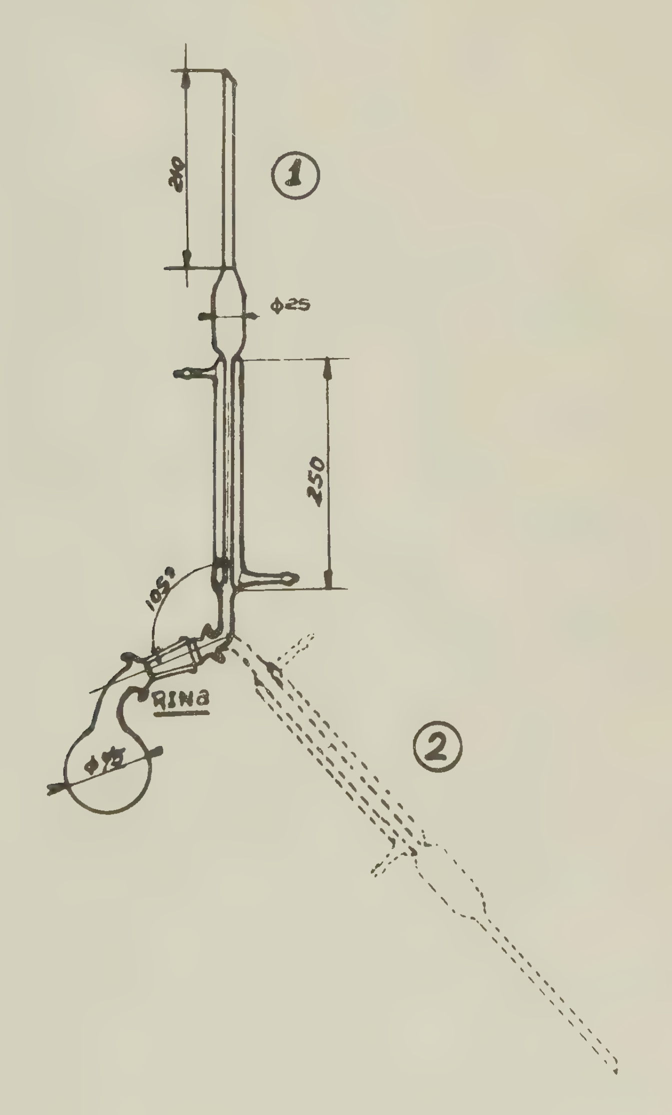


Fig. 1.

10 à 20 g de sang ou 2 à 5 g d'organes sont exactement pesés et introduits dans le ballon à col courbe de l'appareil, représenté sur la figure 1. Après addition de 5 ml d'acide sulfurique pur pour toxicologie et mise en place du réfrigérant en position 1, l'ensemble est soumis à un chauffage doux

jusqu'à dissolution complète des protéines. Par l'extrémité du réfrigérant on introduit alors avec précaution du perhydrol par petites fractions de 1 ml en poursuivant le chauffage jusqu'à décoloration presque complète. Après avoir amené le réfrigérant en position 2 par simple rotation autour de son axe, il est procédé à une distillation du contenu du ballon en recueillant le distillat dans 10 ml d'un mélange à volume égal de solution saturée de MnO_4K et de solution aqueuse à 10 % en poids d'acide sulfurique contenus dans une ampoule à décantation dans laquelle est immergée l'extrémité du réfrigérant. Dès qu'apparaissent des fumées blanches de SO_3, le réfrigérant est redressé en position 1 et, après refroidissement et addition avec précaution de 1 ml d'acide nitrique pur, on chauffe doucement, en répétant l'affusion ménagée d'acide nitrique autant de fois qu'il est nécessaire pour obtenir un liquide légèrement coloré en jaune. On chauffe alors encore pendant au moins 30 mn, laisse refroidir, déconnecte le réfrigérant et introduit dans le ballon le contenu de l'ampoule à décanter. Après addition de 1 g de MnO_4K en cristaux, on chauffe à reflux environ 2 h, en ayant soin de maintenir toujours un excès du persel. Au liquide refroidi est finalement ajoutée de la solution saturée de chlorhydrate d'hydroxylamine en quantité suffisante pour décoloration complète. Après ébullition sous reflux, le contenu du ballon est introduit dans l'ampoule à décanter et mélangé par agitation à 4 ml d'une solution aqueuse d'urée à 10 % en poids pour détruire les produits nitreux. Après refroidissement, le pH est ajusté entre 1 et 2 par addition à la goutte d'une solution aqueuse d'acétate de sodium à 50 g % en poids.

Dans le cas de l'urine, 20 à 50 ml sont traités dans les conditions décrites ci-dessus; la destruction est toutefois plus rapide et nécessite beaucoup moins de réactifs (2 ml de perhydrol et 1 à 2 ml d'acide nitrique).

2. *Isolement spécifique du mercure.* — Il est réalisé en deux stades :

a. Extraction du mercure par la di-β-naphtylthiocarbazone en solution chloroformique. Ce réactif, coloré en bleu vert, fournit avec l'ion Hg^{2+} un complexe rouge, stable à pH très acide (0,5 à 2) et soluble dans $CHCl_3$ ou CCl_4 [1].

b. Après minéralisation sulfurique à froid du complexe précédent, précipitation du mercure par le sulfate stanneux sulfurique et entraînement par la vapeur d'eau.

Le réactif à la di-β-naphtylthiocarbazone est préparé en diluant au 1/20e avec $CHCl_3$ une solution mère à 1 g pour 100 ml dans CCl_4. Employer successivement 3, 2 et, si nécessaire, plusieurs fois 1 ml de ce réactif jusqu'à ce qu'il ne change plus de couleur après agitation avec le liquide de minéralisation. Rincer ensuite une dernière fois avec du chloroforme pur. Les extractums chloroformiques sont décantés et réunis au fur et à mesure dans une petite éprouvette dont le contenu est reporté dans

l'ampoule après élimination de la solution aqueuse. Ajouter alors 4 ml d'une solution aqueuse d'acide sulfurique à 15 % en poids et II gouttes de solution saturée de Mn O_4 K. Bien agiter et vérifier que la couche chloroformique est devenue complètement jaune, ce qui traduit la décomposition totale du complexe mercuriel et le passage quantitatif du mercure en solution sulfurique. Décanter la couche chloroformique et en éliminer les dernières traces par lavage avec 5 ml d'éther de pétrole. Recueillir la

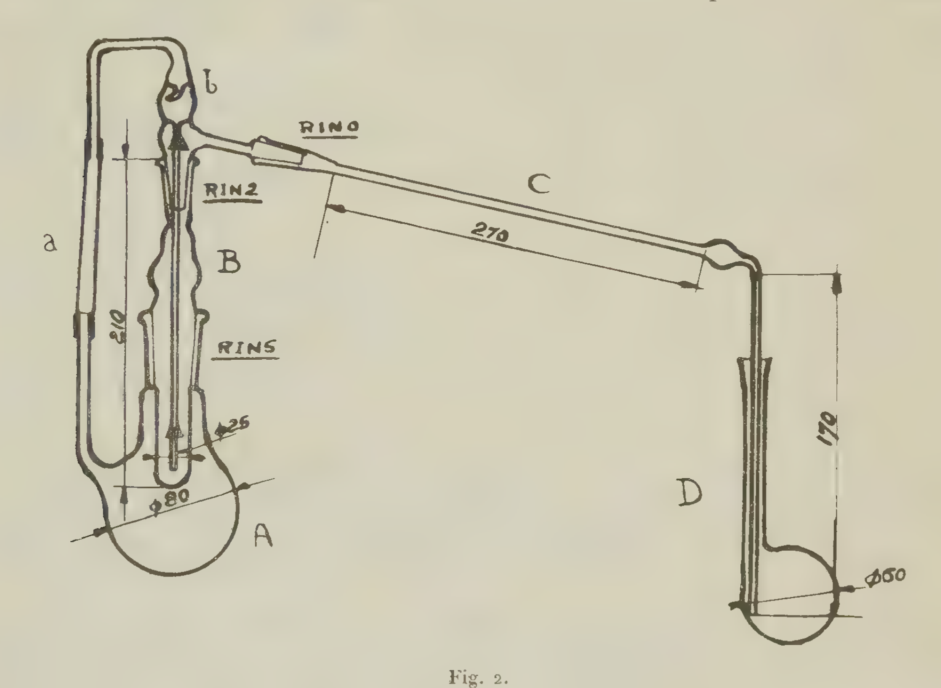


Fig. 2.

solution sulfurique dans le ballon à col courbe. Laver l'éther de pétrole avec 2 ml de SO_4 H_2 à 15 % additionnés d'une goutte de solution saturée de permanganate, qu'on recueille également. Ajouter 1 ml de solution saturée de permanganate et chauffer 30 mn sous reflux. Laisser un peu refroidir et ajouter par l'extrémité supérieure du réfrigérant 3,5 ml de SO_4H_2 pur. Chauffer à nouveau 15 mn en vérifiant qu'il y a toujours un excès de permanganate. Laisser refroidir. Verser le contenu du ballon dans la partie B de l'appareil à entraînement à la vapeur d'eau (*fig.* 2). Rincer le réfrigérant et le ballon avec environ 10 ml d'eau bi-distillée employés en plusieurs fois et ajouter enfin 3 ml de solution aqueuse de sulfate stanneux préparée en agitant à plusieurs heures d'intervalle 10 g de sulfate stanneux avec 10 ml de SO_4 H_2 à 1 % et en laissant décanter la fraction insoluble. Monter alors les différentes parties rodées de l'appareil comme l'indique le schéma et réunir solidement « *b* » et « A » par l'intermédiaire de ressorts s'appuyant sur des ergots appropriés. Chauffer doucement et

à l'abri des courants d'air le ballon « A » préalablement à moitié rempli d'eau et attendre pour connecter le tube de plastique « *a* » entre « A » et « *b* » qu'un jet de vapeur continu s'échappe de « A ».

Distiller par l'intermédiaire du réfrigérant à air « C » dans un microkjeldahl rodé de forme excentrée « D » immergé dans un cristallisoir plein d'eau et contenant 5 ml d'une solution aqueuse renfermant 10 % de permanganate N et 10 % de $SO_4 H_2$ pur. Poursuivre lentement la distillation jusqu'à obtention d'un volume de distillat représentant les 4/5e de celui du microkjeldahl.

3. *Dosage titrimétrique direct avec la di-β-naphtylthiocarbazone par comparaison visuelle.* — Ajouter dans le microkjeldahl 1 ml de solution saturée de chlorhydrate d'hydroxylamine, ce qui doit, après agitation, entraîner une décoloration totale.

Prendre un microkjeldahl témoin et y verser 5 ml de la solution sulfopermanganique précédente, diluer à un volume sensiblement égal à celui du distillat contenu dans l'autre fiole et décolorer par addition de la même quantité d'hydroxylamine.

Vérifier alors l'extrémité des rodages des deux fioles et ajouter dans le microkjeldahl contenant le distillat, par fractions de 0,5 ml, la solution chloroformique diluée de di-β-naphtylthiocarbazone. Bien agiter après chaque addition et observer la teinte de la couche chloroformique par décantation dans la partie cylindrique. Continuer l'addition jusqu'à obtention d'une teinte lilas mauve. Noter soigneusement le volume ajouté.

Prendre alors le microkjeldahl témoin et y ajouter le même volume de solution chloroformique. Ramener la teinte bleu-vert de la phase solvant à celle du premier microkjeldahl par addition, goutte à goutte et en agitant, d'une solution titrée de $Cl_2 Hg$ contenant 1 μg de mercure par millilitre. Connaissant le volume ajouté, il est facile de calculer la quantité de mercure présente dans l'échantillon analysé.

La méthode décrite, outre qu'elle élimine les causes d'erreur dues aux différences individuelles de sensibilité dans la perception du virage et aussi l'interférence des traces de mercure éventuellement présentes dans les réactifs, permet de doser, avec une spécificité rigoureuse et une précision d'au moins 5 %, des quantités de mercure de l'ordre de 0,05 μg en valeur absolue. Elle convient donc parfaitement pour le dépistage des imprégnations mercurielles les plus discrètes.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) D. M. Hubbard, *Ind. Eng. Chem. Anal. Ed.*, 12, 1940, p. 768-771; *cf.* également : J. Cholak et D. M. Hubbard, *Ind. Eng. Chem. Anal. Ed.*, 18, 1946, p. 149-151.

(*Laboratoire de Toxicologie et d'Hygiène industrielle, Faculté de Pharmacie, Paris.*)

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Laplace's Succession to Bézout's Post of Examinateur des élèves de l'artillerie. A case history in the « Lobbying » for scientific appointments in France during the period preceding the french revolution*, par Denis I. Duveen et Roger Hahn;

2° *Lavoisier, Fourcroy et le scrutin épuratoire du lycée de la rue de Valois*, par Georges Kersaint;

3° *Ciba Foundation Symposium on the Cerebrospinal fluid. Production, Circulation and Absorption.*

Il signale également un Ouvrage multicopié :

École Normale supérieure. Séminaire C. Chevalley 1956-1958. *Classification des groupes de Lie algébriques*. Volumes 1 et 2.

LOGIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur les définitions de l'implication et de la négation dans certains systèmes de logique dont les valeurs forment des treillis*. Note (*) de M. **Alan Rose**, présentée par M. Louis de Broglie.

On a développé ([1]) des calculs propositionnels dont les valeurs forment un treillis arbitraire et fini. Ces systèmes ne laissent pas de posséder la plupart des propriétés des logiques polyvalentes de Łukasiewicz ([2]); cependant, là où il s'agit de treillis non distributifs, les identités

$$P \vee Q \,\&\, R =_{T} (P \vee Q) \,\&\, (P \vee R), \tag{1}$$

$$P \,\&\, (Q \vee R) =_{T} P \,\&\, Q \vee P \,\&\, R \tag{2}$$

cessent d'être vraies. Dans certains cas deux d'entre les implications correspondantes ne prennent pas des valeurs désignées exclusivement. Un inconvénient de ces systèmes c'est que les identités

$$\sim\sim P =_{T} P, \tag{3}$$

$$P \vee Q =_{T} (P \supset Q) \supset Q, \tag{4}$$

$$P \,\&\, Q =_{T} \sim(\sim P \vee \sim Q), \tag{5}$$

$$\sim P =_{T} P \supset O, \tag{6}$$

$$P \supset Q =_{T} \sim Q \supset \sim P \tag{7}$$

des systèmes de Łukasiewicz n'y sont pas vraies non plus.

Nous étudierons ici des systèmes ayant une valeur désignée et dont les

valeurs forment un treillis à m éléments dont les éléments distincts sont les paires de nombres (i, j) $(i = (n_j - 2)/(n_j - 1), (n_j - 3)/(n_j - 1), \ldots, 1/(n_j - 1);$ $j = 1, 2, \ldots, \mathrm{N})$ où $n_1, n_2, \ldots, n_\mathrm{N}$ sont des nombres entiers fixes au-dessus de 2 et les éléments I, O. Si l'on interprète $(1, j)$, $(0, j)$ comme I, O respectivement $(j = 1, 2, \ldots, \mathrm{N})$ alors

(i) $(k/(n_j - 1), j) < (k'/(n_j - 1), j)$ si $k < k'$ et seulement dans ce cas $(k, k' = 0, 1, \ldots, n_{j'} - 1)$;

(ii) Si $j \neq j'$, $(k/(n_j - 1), j) \nless (k'/(n_{j'} - 1), j')$ $(k = 1, 2, \ldots, n_j - 2;$ $k' = 1, 2, \ldots, n_{j'} - 2)$.

On a alors

$$\text{(A)} \qquad m = 2 - 2\mathrm{N} + \sum_{j=1}^{\mathrm{N}} n_j.$$

Les cas $\mathrm{N} = 2$, $n_1 = 4, n_2 = 3$; $\mathrm{N} = 3$, $n_1 = n_2 = n_3 = 3$, dans chacun desquels $m = 5$, sont ceux que Birkhoff ([3]) a proposés le premier. Soient x, y, $a(x, y)$, $k(x, y)$, $c(x, y)$, $n(x)$ les valeurs de P, Q, $\mathrm{P} \vee \mathrm{Q}$, $\mathrm{P} \,\&\, \mathrm{Q}$, $\mathrm{P} \supset \mathrm{Q}$, $\sim \mathrm{P}$ respectivement. En nous servant des définitions antérieures ([4]) de a et de k nous avons

$$a((x, j), (y, j)) = (\max(x, y), j),$$
$$a((x, j), (y, l)) = \mathrm{I} \; (j \neq l;\; x, y \notin \mathrm{E}),$$
$$k((x, j), (y, j)) = (\min(x, y), j),$$
$$k((x, j), (y, l)) = \mathrm{O} \; (j \neq l;\; x, y \notin \mathrm{E}),$$

où E représente l'ensemble $\{1, 0\}$.

Nous allons cependant adopter, pour l'implication et la négation, les nouvelles définitions que voici :

$$c((x, j), (y, j)) = (\min(1, 1 - x + y), j),$$
$$c((x, j), (y, l)) = \mathrm{O} \; (j \neq l;\; x, y \notin \mathrm{E}),$$
$$n((x, j)) = (1 - x, j).$$

Il en résulte que si, dans le cas $\mathrm{N} = 1$, les valeurs $(x, 1)$ se renomment ([5]) $x (x = 1, (m - 2)/(m - 1), \ldots, 0)$, les tableaux pour nos foncteurs d'implication et de négation se réduisent à ceux de Łukasiewicz ([6]). Il s'ensuit aussitôt que si l'équation

$$\Phi(\mathrm{P}_1, \mathrm{P}_2, \ldots, \mathrm{P}_n) =_{\mathrm{T}} \Psi(\mathrm{P}_1, \mathrm{P}_2, \ldots, \mathrm{P}_n)$$

est vraie dans les systèmes de Łukasiewicz, elle le sera aussi dans nos systèmes à nous pour tout choix déterminé de valeurs $x_1, x_2, \ldots, x_n$ pour $\mathrm{P}_1, \mathrm{P}_2, \ldots, \mathrm{P}_n$ respectivement pour lequel il existe un nombre entier $j (1 \leq j \leq \mathrm{N})$ tel que pour tout nombre entier $i (1 \leq i \leq n) x_i$ a la forme $((n_j - k(i))/(n_j - 1), j($ $(1 \leq k(i) \leq n_j)$.

Il en résulte aussitôt que les équations (3) et (6) sont vraies dans nos

systèmes. Pour les équations (4), (5) et (7) il nous reste encore à étudier les cas où les valeurs x, y de P, Q respectivement sont données par $x=(i, j)$, $y=(k, l)$ $(j \neq l;\ i, k \notin E)$. L'équation (4) résulte alors du fait que, dans ces cas-ci, les valeurs des formules $P \supset Q$, $(P \supset Q) \supset Q$, $P \vee Q$ sont, O, I, I respectivement. La valeur de la formule $\sim P \vee \sim Q$ est donnée par

$$(1-i, j) \cup (1-k, l) = I.$$

Donc les valeurs de $\sim(\sim P \vee \sim Q)$, $P \mathbin{\&} Q$ sont égales à O toutes deux et l'équation (5) s'établit. De même, l'équation (7) résulte du fait que dans ces cas-ci, les formules $P \supset Q$, $\sim Q \supset \sim P$ prennent toutes deux la valeur O.

Il est évident que dans le cas des treillis non distributifs les équations (1) et (2) sont fausses. Dans bien des cas deux d'entre les implications correspondantes ne prennent pas toujours la valeur I. Ainsi, par exemple, dans le cas $N=2$, $n_1=4$, $n_2=3$, lorsque P, Q, R, prennent les valeurs $(2/3, 1)$, $(1/3, 1)$, $(1/2, 2)$ respectivement, la formule $P \mathbin{\&} (Q \vee R) \supset P \mathbin{\&} Q \vee P \mathbin{\&} R$ prend la valeur $(2/3, 1)$. De même, lorsque P, Q, R prennent les valeurs $(1/3, 1)$, $(2/3, 1)$, $(1/2, 2)$ respectivement, la formule $(P \vee Q) \mathbin{\&} (P \vee R) \supset P \vee Q \mathbin{\&} R$ prend la valeur $(2/3, 1)$.

Un inconvénient de notre définition de l'implication c'est que la formule $(P \supset Q) \supset ((Q \supset R) \supset (P \supset R))$ ne prend pas toujours la valeur I. Cependant, la formule $P \supset R$ prendra la valeur I toutes les fois que les formules $P \supset Q$, $Q \supset R$ prendront toutes deux la valeur I. Il ne semble pas possible d'étendre jusqu'aux treillis arbitraires les définitions que nous avons adoptées pour l'implication et la négation; le problème de donner, pour ces foncteurs, des définitions entièrement satisfaisantes, demeure non résolu.

Nos systèmes peuvent s'étendre jusqu'à des cas où le nombre de valeurs est infini (où, comme plus haut, $(1, j)$, $(0, j)$ sont interprétées comme I, O respectivement, pour toute valeur applicable de j.

(i) Le système dont les valeurs sont toutes les paires de nombres (i, j) où N est un nombre entier fixe, i est rationnel, $0 \leq i \leq 1$, et j est un nombre entier tel que $1 \leq j \leq N$.

(ii) Le système dont les valeurs sont toutes les paires de nombres $(k/(n-1), j)$ où n est un nombre entier fixe $(n \geq 3)$ et k, j sont des nombres entiers tels que $0 \leq k \leq n-1$ et $j \geq 1$.

(iii) Le système dont les valeurs sont toutes les paires de nombres (i, j) où i est un nombre rationnel tel que $0 \leq i \leq 1$ et j est un nombre entier positif.

J'espère étudier, dans un Mémoire ultérieur, les problèmes de formaliser les systèmes dont il s'agit et d'évaluer leur degré de saturation.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) *Math. Ann.*, **123**, 1951, p. 152; *Proc. London Math. Soc.* Third Series, **2**, 1952, p. 30.

([2]) *Comptes rendus (Varsovie)*, Classe III, 23, 1930, p. 30.

([3]) *Lattice Theory* (Second Edition), *American Math. Soc. Colloquium Publications*, 25, 1948, p. 197.

([4]) *Voir* la Note ([1]).

([5]) Il résulte de l'équation (A) que $n_1 = m$.

([6]) *Loc. cit.*

TOPOLOGIE ALGÉBRIQUE. — *Une nouvelle preuve du théorème de l'invariance du domaine dans les espaces à voisinages convexes.* Note (*) de M. **Mieczyslaw Altman**, présentée par M. Jean Leray.

Dans son travail ([3]) K. Borsuk a établi des propriétés importantes des ε-transformations ainsi que des ε-transformations au sens étroit, définies et continues dans un espace euclidien de dimension finie. Le théorème de Borsuk sur les antipodes y joue un rôle important.

Dans son article ([5]) A. Granas a donné une généralisation du théorème de Borsuk sur les ε-transformations au sens étroit, pour les déplacements complètement continus des espaces de Banach.

Ensuite la Note ([1]) a étudié la forme locale de cette notion. Profitant de la notion de ε-transformation locale, A. Granas ([6]) a prouvé un théorème général sur le déplacement complètement continu d'un ensemble ouvert dans un espace de Banach. De ce théorème résulte en particulier celui de Borsuk sur les ε-transformations et le théorème de Brouwer-Schauder de l'invariance du domaine. La preuve de ce théorème applique la généralisation du théorème de Borsuk sur les antipodes qui fut établie par Krasnoselski ([7]) pour l'espace de Banach.

Le but de cette Note-ci est de donner une preuve du théorème de l'invariance du domaine pour les espaces à voisinages convexes ([10]) en utilisant la généralisation du théorème des antipodes aux espaces à voisinages convexes que donne la Note ([2]).

Soit X un espace vectoriel à voisinages convexes et G un ensemble ouvert dans X. La transformation $F : G \rightarrow X$ s'appelle localement complètement continue si F est continue sur G et si pour chaque $x \in G$ existe un voisinage V_x ouvert convexe symétrique du point o tel que l'adhérence $\overline{V}_{(x)}$ de $V_{(x)} = x \oplus V_x$ est contenue dans G et que le transformé de $\overline{V}_{(x)}$ par F soit compact. La transformation est appelée déplacement localement complètement continu de l'ensemble ouvert G quand f a la forme $f(x) = x - F(x)$ où F est localement complètement continue sur G.

Théorème. — *Soit f un déplacement localement complètement continu de l'ensemble ouvert* G *dans* X. *Si f est localement biunivoque f*(G) *est ouvert dans* X.

Preuve. — Soit $q = f(p)$ un point quelconque de l'ensemble $f(G)$. Nous démontrerons qu'il existe un certain voisinage du point q contenu dans $f(G)$.

Il résulte de l'hypothèse qu'il existe un voisinage ouvert convexe symétrique, U du point o, qui ne contient pas toute la droite $\{tq\}$ si $q \neq 0$ et qui a les propriétés suivantes : $\overline{U(p)}$ est contenu dans G ; F transforme $\overline{U(p)}$ d'une façon biunivoque en un ensemble compact, où $U(p) = p \oplus U$. En posant $y = x - p$ et $\bar{F}(y) = F(x) - p$, nous obtenons

$$\bar{f}(y) = y - \bar{F}(y) = f(x) \qquad \text{et} \qquad \bar{f}(0) = f(p).$$

Soit $y'_t = y/(1+t)$, $y''_t = -ty/(1+t)$ pour $0 \leq t \leq 1$, $y \in \bar{U}$.

Définissons une famille des déplacements complètement continus g_t par la formule

$$g_t(y) = \bar{f}(y'_t) - \bar{f}(y''_t) = y - G_t(y), \qquad \text{où} \qquad G_t(y) = \bar{F}(y'_t) - \bar{F}(y''_t).$$

On a $g_t(y) \neq 0$ pour $y \in \bar{U} - U$, car $y'_t, y''_t \in \bar{U}$ et $y = y'_t - y''_t$. $G_t(y)$ est continue par rapport à (y, t) et est contenu pour tous lés t $(0 \leq t \leq 1)$ dans un certain ensemble compact. Donc le degré de Leray-Schauder $d[g_t, U, 0)$ est constant sur $0 \leq t \leq 1$. Mais comme $g_1(y)$ remplit la condition $g_1(y) = -g_1(-y)$ pour $y \in \bar{U} - U$, le théorème des antipodes (²) montre que $d[g_1, U, 0]$ est impair. D'autre part $g_0(y) = \bar{f}(y) - \bar{f}(0)$ et $\bar{f}(0) \overline{\in} \bar{f}(\bar{U} - U)$, d'où

$$d[g_0, U, 0] = d[\bar{f}, U, \bar{f}(0)].$$

Il en résulte l'existence d'un voisinage W du point $\bar{f}(0) = f(p)$ tel que $W \subset \bar{f}(U)$, c'est-à-dire $W \subset f(p \oplus U)$, ce qui achève la preuve.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(¹) M. ALTMAN, *Bull. Acad. Polon. Sc.*, Cl. III, 5, 1957, p. 1037-1040.

(²) M. ALTMAN, *Bull. Acad. Polon. Sc.*, Cl. III, 6, 1958 (sous presse).

(³) K. BORSUK, *Fundam. Math. J.*, 21, 1933, p. 236-243.

(⁴) F. E. BROWDER, *Duke Math. J.*, 24, 1957, p. 579-589.

(⁵) A. GRANAS, *Bull. Acad. Polon. Sc.*, Cl. III, 5, 1957, p. 963.

(⁶) J. A. GRANAS, *Bull. Acad. Polon. Sc.*, Cl. III, 6, 1958, p. 25 (en russe).

(⁷) M. A. KRASNOSELSKI, *Sur un principe du point invariant pour des opérateurs complètement continus dans les espaces fonctionnels* [*D. A. N. S. S. R.*, 73, 1950, n° 1 (en russe)].

(⁸) J. LERAY, *J. Math. pures et appl.*, 24, 1945, p. 201-208.

(⁹) M. NAGUMO, *Amer. J. Math.*, 73, 1951, p. 497-511.

(¹⁰) Une extension du théorème de l'invariance du domaine aux espaces convexoïdes, qui englobent les espaces à voisinages convexes, a été donnée par J. Leray (⁸). Son cours au Collège de France de 1948-1949 a donné une preuve simple de cette invariance, dans les espaces à voisinages convexes (*Cf. Congrès international*, Cambridge, II, 1950, p. 202). Une preuve de ce théorème pour les espaces métriques complets à voisinages convexes a ensuite été donnée par M. Nagumo (⁹). Puis F.E. Browder (⁴) à donné une preuve de ce théorème pour les espaces à voisinages convexes, en admettant diverses restrictions sur la transformation.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Phénomènes de perturbation singulière.* Note (*) de Mlle **Denise Huet**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Cette Note fait suite à une Note antérieure ([1]). On étudie pour un ouvert Ω de frontière « régulière », et des opérateurs elliptiques A et B, « réguliers », la convergence à la frontière de Ω de la solution du problème de Neumann (resp. Dirichlet) relatif à $\varepsilon \mathrm{A} + \mathrm{B}$ vers la solution du problème de Neumann (resp. Dirichlet) relatif à B.

Notations. — On utilise les notations de ([1]). Ω étant un ouvert de R^n, on introduit, en outre, pour $k \geq 0$, les espaces suivants :

Espace $\mathrm{H}^k(\Omega)$. — C'est l'espace des $u \in \mathrm{L}^2(\Omega)$, telles que $\mathrm{D}^p u \in \mathrm{L}^2(\Omega)$ pour tout $|p| \leq k$, muni de la structure hilbertienne naturelle; la norme d'un élément u de $\mathrm{H}^k(\Omega)$ sera notée $|u|_k$. $\mathrm{H}^k_0(\Omega)$ est l'adhérence de $\mathcal{D}(\Omega)$ dans $\mathrm{H}^k(\Omega)$.

Espace $\mathcal{L}^k(\Omega)$. — C'est l'espace des u telles que pour toute $\varphi \in \mathcal{D}(\Omega)$, $\varphi u \in \mathrm{H}^k(\mathrm{R}^n)$. Des $u_j \to 0$ dans $\mathcal{L}^k(\Omega)$ si et seulement si $\varphi u_j \to 0$ dans $\mathrm{H}^k(\mathrm{R}^n)$, pour toute $\varphi \in \mathcal{D}(\Omega)$. *Voir* ([2]).

1. Convergence locale. — L'ouvert Ω est quelconque. On prend un opérateur

$$(1)\qquad \mathrm{A} = \sum (-1)^{|p|} \mathrm{D}^p (a_{pq}(x) \mathrm{D}^q) \qquad (|p|, |q| \leq m)$$

$$(2)\qquad \left[\text{resp. } \mathrm{B} = \sum (-1)^{|p|} \mathrm{D}^p (b_{pq}(x) \mathrm{D}^q) \qquad (|p|, |q| \leq m')\right]$$

d'ordre $2m$ (resp. $2m'$), $m > m'$, dont les coefficients $a_{pq}(x)$ [resp. $b_{pq}(x)$] sont indéfiniment différentiables sur Ω, avec la condition d'ellipticité

$$\operatorname{Re}(\mathrm{A}\varphi, \varphi)_0 \geq \alpha |\varphi|^2_m \qquad \text{pour toute} \quad \varphi \in \mathcal{D}(\Omega), \qquad \alpha > 0$$
$$[\text{resp. } \operatorname{Re}(\mathrm{B}\varphi, \varphi)_0 \geq \beta |\varphi|^2_{m'} \qquad \text{pour toute} \quad \varphi \in \mathcal{D}(\Omega), \qquad \beta > 0].$$

Soit, pour $\varepsilon > 0$, $u_\varepsilon \in \mathcal{L}^m(\Omega)$, vérifiant

$$(3)\qquad (\varepsilon \mathrm{A} + \mathrm{B}) u_\varepsilon = f$$

et soit $u \in \mathcal{L}^{m'}(\Omega)$ vérifiant

$$(4)\qquad \mathrm{B} u = f.$$

Nous savons, d'après Friedrichs ([3]), que si $f \in \mathcal{L}^k(\Omega)$, alors $u_\varepsilon \in \mathcal{L}^{2m+k}(\Omega)$, et $u \in \mathcal{L}^{2m'+k}(\Omega)$. On obtient, sur la convergence de u_ε le

Théorème 1. — *f étant donnée dans $\mathcal{L}^k(\Omega)$, si, lorsque $\varepsilon \to 0$, u_ε vérifiant* (3) *converge vers u vérifiant* (4) *dans $\mathcal{L}^{m'}(\Omega)$, et si $\sqrt{\varepsilon}\, u_\varepsilon \to 0$, dans $\mathcal{L}^m(\Omega)$, alors $u_\varepsilon \to u$ dans $\mathcal{L}^{2m'+k}(\Omega)$, $\sqrt{\varepsilon}\, u_\varepsilon \to 0$ dans $\mathcal{L}^{m+m'+k}(\Omega)$ et $\varepsilon u_\varepsilon \to 0$ dans $\mathcal{L}^{2m+k}(\Omega)$.*

En raisonnant par récurrence et en passant par la convergence faible, on montre que, pour toute $\varphi \in \mathcal{D}(\Omega)$, et tout j, avec $|j| \leq k + m'$, $\mathrm{D}^j \varphi(u_\varepsilon - u) \to 0$ dans $\mathrm{H}^{m'}(\mathrm{R}^n)$ et $\sqrt{\varepsilon}\, \mathrm{D}^j(\varphi u_\varepsilon) \to 0$ dans $\mathrm{H}^m(\mathrm{R}^n)$. On en déduit que $\varepsilon\, \mathrm{D}^j(\varphi u_\varepsilon) \to 0$ dans $\mathrm{H}^m(\mathrm{R}^n)$ pour tout $|j| \leq k + m$.

Application. — Reprenons, comme dans ([1]) (§ 1 et 2) deux espaces de Hilbert, V et W avec

$$\mathcal{D}(\Omega) \subset V \subset W \subset L^2(\Omega).$$

Nous supposerons ici

(5) $$H_0^m(\Omega) \subset V \subset H^m(\Omega) \quad \text{et} \quad H_0^{m'}(\Omega) \subset W \subset H^{m'}(\Omega) \quad (m > m').$$

Soit $a(u, v)$ [resp. $b(u, v)$] une forme sesquilinéaire elliptique sur V (resp. W) par exemple Re $a(u, u) \geqq \alpha |u|_m^2$, pour tout $u \in V$, $\alpha > 0$ [resp. Re $b(u, u) \geqq \beta |u|_{m'}^2$ pour tout $u \in W$, $\beta > 0$]. Soit A (resp. B) l'opérateur attaché à $a(u, v)$ [resp. $b(u, v)$]. Nous supposerons :

(6) A (resp. B) est de la forme (1) [resp. (2)].

Soit N (resp. N_B) l'espace attaché à $\varepsilon a(u, v) + b(u, v)$ [resp. $b(u, v)$] sur V (resp. W). Soit u_ε (resp. u) *la* solution de

$$(\varepsilon A + B) u_\varepsilon = f \quad (u_\varepsilon \in N)$$
$$[\text{resp. } Bu = f \quad (u \in N_B)]$$

f étant donnée dans $L^2(\Omega)$. Le théorème 1 de ([1]) et le théorème 1 ci-dessus entraînent.

Théorème 2. — *Sous les hypothèses* (5) *et* (6), *si* V *est dense dans* W, *alors pour tout ouvert* $\mathcal{O}$ *borné avec* $\overline{\mathcal{O}} \subset \Omega$, *pour lequel* $f \in H^k(\mathcal{O})$, $u_\varepsilon \to u$ *dans* $H^{2m'+k}(\mathcal{O})$, $\sqrt{\varepsilon}\, u_\varepsilon \to 0$ *dans* $H^{m+m'+k}(\mathcal{O})$ *et* $\varepsilon u_\varepsilon \to 0$ *dans* $H^{2m+k}(\mathcal{O})$.

2. Convergence a la frontière. — On conserve les notations de ([1]) (§ 1 et 2). On suppose que Ω est un ouvert borné de R^n, dont la frontière est une variété indéfiniment différentiable de dimension $n-1$. On prend $V = H^m(\Omega)$ [resp. $H_0^m(\Omega)$], et $W = H^{m'}(\Omega)$ [resp. $H_0^{m'}(\Omega)$, $(m > m')$
et

$$a(u, v) = \sum (a_{pq}(x)\, D^q u, D^p v)_0 \quad (|p|, |q| \leqq m, \text{ elliptique sur V}),$$

$$b(u, v) = \sum (b_{pq}(x)\, D^q u, D^p v)_0 \quad (|p|, |q| \leqq m', \text{ elliptique sur W}),$$

les coefficients $a_{pq}(x)$ et $b_{pq}(x)$ sont indéfiniment différentiables sur $\overline{\Omega}$. Soit u_ε(resp. u) *la* solution de

$$(\varepsilon A + B) u_\varepsilon = f \quad (u_\varepsilon \in N),$$
$$[\text{resp. } Bu = f \quad (u \in N_B)].$$

D'après ([1]), on sait que si $f \in L^2(\Omega)$, alors, quand $\varepsilon \to 0$, $u_\varepsilon \to u$ dans $H^{m'}(\Omega)$ [resp. $H_0^{m'}(\Omega)$] et $\sqrt{\varepsilon}\, u_\varepsilon \to 0$ dans $H^m(\Omega)$ [resp. $H_0^m(\Omega)$]. Le théorème 2 ci-dessus est valable. Mais on sait de plus, d'après Nirenberg ([4]) que si $f \in H^k(\Omega)$, les dérivées tangentielles de u_ε, $D_t^j u_\varepsilon$, appartiennent à $H^m(\Omega)$ pour $|j| \leqq m+k$, et les dérivées tangentielles de u, $D_t^j u$ appartiennent à $H^{m'}(\Omega)$

pour $|j| \leq k+m'$. Nous avons, pour la convergence des dérivées tangentielles le

THÉORÈME 3. — *Si* $f \in H^k(\Omega)$, *alors* $D_t^j(u_\varepsilon - u) \to 0$ *dans* $H^{m'}(\Omega)$ *pour* $|j| \leq m'+k$, $\sqrt{\varepsilon}\, D_t^j u_\varepsilon \to 0$ *dans* $H^m(\Omega)$ *pour* $|j| \leq m'+k$ *et* $\varepsilon D_t^j u_\varepsilon \to 0$ *dans* $H^m(\Omega)$ *pour* $|j| \leq m+k$, *quand* $\varepsilon \to 0$.

On sait également d'après Browder ([5]) et Lions ([6]) que les dérivées normales de u_ε(resp. u), $D_n^j u_\varepsilon$(resp. $D_n^j u$) appartiennent à $H^m(\Omega)$ [resp. $H^{m'}(\Omega)$] pour $|j| \leq m+k$ (resp. $|j| \leq m'+k$). On pourrait croire qu'il existe un théorème analogue au théorème 3 pour les dérivées normales. Il n'en est rien, ainsi que me l'a fait remarquer M. Lions. Le théorème 3 donne le meilleur résultat possible.

(*) Séance du 31 mars 1958.

([1]) D. HUET, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1438.

([2]) L. SCHWARTZ, *Ecuaciones diferenciales parciales elipticas*, Bogota, 1956.

([3]) FRIEDRICHS, *Comm. Pure App. Math.*, 6, 1953.

([4]) NIRENBERG, *Comm. Pure App. Math.*, 8, 1955.

([5]) BROWDER, *Comm. Pure App. Math.*, 9, 1956.

([6]) LIONS, *Some problems on elliptic partial differential equations*, Bombay (sous presse).

ANALYSE FONCTIONNELLE. — *Sur une extension d'un théorème de F. Riesz.* Note (*) de M. **ROLAND GUY**, présentée par M. Louis de Broglie.

Soit $\mathcal{C}$ l'A-module à gauche par rapport à l'anneau $\mathcal{L}(B)$ des endomorphismes d'un espace de Banach complet B sur les complexes, constitué par l'ensemble des fonctions faiblement continues définies sur (a, b) de la droite réelle R, à valeurs dans $\mathcal{L}(B)$. On généralise le théorème de F. Riesz sur la forme des fonctionnelles sur l'espace des fonctions continues au cas analogue des applications de $\mathcal{C}$ dans $\mathcal{L}(B)$.

Soit sur $(u, v) \subset (a, b)$, la fonction

$$(1) \qquad F_{n,uv}(t) = \begin{cases} \alpha & \text{si } t \in [u, v], \\ \beta_n(t) & \text{si } t \in \left[u - \frac{1}{n}, u\right], t \in \left[v, v + \frac{1}{n}\right], \\ 0 & \text{si } t \in \complement\left[u - \frac{1}{n}, v + \frac{1}{n}\right], \end{cases}$$

avec, si $x \in B$, $x^* \in B^*$ (dual de B), $x^*[(I - \alpha)(x)] = 0$, $\beta_n^{(t)}$ faiblement continue et

$$\lim_{n \to \infty} \text{forte} \begin{cases} \beta_n(t_i + 0) = \alpha \\ \beta_n(t_i - 0) = 0 \end{cases} \qquad \text{pour } t_i = u, v.$$

I. THÉORÈME I. — *Toute fonction* $F(t) \in \mathcal{C}$, *peut être approchée autant qu'on le désire, au sens de la topologie faible, par une combinaison linéaire à coefficients dans* $\mathcal{L}(B)$ *de fonctions* $F_{n,uv}(t)$.

Soit une partition de (a, b) par les points $a=t_0, \ldots, t_i, \ldots, t_p=b$, on forme

$$G_n=\sum_{i=1}^{p}[F(\xi_{i-1})-F(\xi_i)]\,F_{n,\alpha t_i}(t). \tag{2}$$

En examinant la fonction pour $t\in(t_{i-1}, t_i)$ quelconque, pour

$$a.\quad t\in\left[t_{i-1}+\frac{1}{n},\ t_i\right],\qquad \text{resp. } b.\quad t\in\left[t_{i-1},\ t_{i-1}+\frac{1}{n}\right],$$

$$F_{n,\alpha t_j}=\begin{cases}\alpha & \text{pour } j=i,\ \ldots,\ p,\\ 0 & \text{»}\quad j<i,\end{cases}\qquad \text{resp.}=\begin{cases}\alpha & \text{pour } i,\ i+1,\ \ldots,\ p,\\ \beta_n & \text{»}\quad j=i-1,\\ 0 & \text{»}\quad j<i-1,\end{cases}$$

ce qui donne

$$G_n=F(\xi_i)\,\alpha,\qquad \text{resp. } G_n=F(\xi_{i-1})\,\beta_n(t)+F(\xi_i)\,(\alpha-\beta_n(t)).$$

En posant $x^\star[A(x)]=\sigma(A)$, en vertu de la définition de F et de sa continuité

$$a.\quad |\sigma(H)|=|\sigma(F(t)-G_n(t))|\leq|\sigma\{F(t)I-F(t)\alpha\}|+|\sigma\{F(\xi_i)\alpha-F(t)\alpha\}|<\varepsilon,$$

$$\begin{aligned}b.\quad |\sigma(H)|&\leq|\sigma\{F(t)-F(\xi_i)\alpha\}|+|\sigma\{(F(\xi_i)-F(\xi_{i-1}))\beta_n(t)\}|\\ &<|\sigma\{F(t)I-F(t)\alpha\}|+|\sigma\{F(\xi_i)\alpha-F(t)\alpha\}|\\ &\quad+|\sigma\{(F(\xi_i)-F(t_i))\beta_n(t)\}|+|\sigma\{(F(\xi_{i-1})-F(t_i))\beta_n(t)\}|,\end{aligned}$$

la somme des deux premiers termes est $<\varepsilon$ pour les mêmes raisons que dans *a*, les troisième et quatrième termes sont $<\varepsilon$, du fait que le produit d'une suite faiblement convergente $(F(\xi_i)-F(t_i))$ et d'une suite fortement convergente $(\beta_n(t))$ est faiblement convergente, si bien que $|\sigma(H)|<3\varepsilon$.

2. On envisage les applications $\mathcal{A}$ de $\mathcal{C}$ dans $\mathcal{L}(B)$ telles que

$$\begin{cases} a.\quad \mathcal{A}\sum_i^{n} A_i(t)=\sum_i^{n}\mathcal{A}(A_i(t)), & A_i\in\mathcal{C},\\ b.\quad \mathcal{A}(BA(t))=B\,\mathcal{A}(A(t)), & B\in\mathcal{L}(B),\quad A\in\mathcal{C},\\ c.\quad |\sigma\{\mathcal{A}(A(t))\}|<M\max|\sigma\{A(t)\}|, \end{cases} \tag{3}$$

et l'on définit la linéarité complète de $\mathcal{A}$ par

$$\mathcal{A}\lim_{p\to\infty}\sum_{i=1}^{p}A_i(t)=_d\lim_{p\to\infty}\sum_{i=1}^{p}\mathcal{A}(A_i(t)). \tag{4}$$

THÉORÈME 2. — *Si* $\sum_i A_i(t)$ *converge faiblement pour* $t\in(a, b)$ *vers* $A(t)$, $\sum\mathcal{A}(A_i)$ *converge aussi, ce qui assure le prolongement du domaine* $\mathcal{C}$ *de* $\mathcal{A}$ *à l'adhérence* $\overline{\mathcal{C}}$ *de* $\mathcal{C}$.

Le critère de Cauchy, en vertu de (3) *a* et *b* et la convergence faible de $\sum A_i$

donne

$$\left|\sigma\left\{\sum_{j=n+1}^{n+p}\mathfrak{A}(A_j)\right\}\right| = \left|\sigma\left\{\mathfrak{A}\sum_{j=n+1}^{n+p}A_j\right\}\right| \leq M\max\left|\sigma\sum A_i\right| < \varepsilon.$$

On pose

(5) $\mathcal{F}(a) = 0$, et pour $t_i \in]a, b]$, $\mathcal{F}(t_i) = \mathfrak{A}\left(\lim_{n\to\infty} F_{n,at_i}\right) = \mathfrak{A}(F_{at_i})$ [1].

THÉORÈME 3. — *La fonction $\mathcal{F}(t)$ définie par (5) est à variation faiblement bornée, c'est-à-dire que $\sigma[\mathcal{F}(t)]$ est à variation bornée.*

Si on examine tout d'abord

(6) $$s = \sum_{i=1}^{p} |\sigma\{F_{n,at_i} - F_{n,at_{i-1}}\}$$

dans a : $t \in (t_i + (1/n), t_{i+1} - (1/n))$ resp. b. $t \in (t_i, i_i + (1/n))$, en procédant comme pour le théorème 1, on voit que

(7) $$(|s|) < 1$$

et ceci pour tous les intervalles.

On envisage alors

$$\sum_{i=1}^{p}|\sigma\{\mathcal{F}(t_i) - \mathcal{F}(t_{i-1}\}| = \sum_{i=1}^{p} e^{i\theta_i}\sigma\{\mathfrak{A}(F_{at_i} - F_{at_{i-1}})\}|, \quad = \left|\sigma\left\{\mathfrak{A}\sum_{i=1}^{p}e^{i\theta_i}(.)\right\}\right|$$

du fait qu'un nombre complexe z étant donné, il est toujours possible d'en trouver un autre tel que $|z| = ze^{i\theta}$ et que $\mathfrak{A}$ est homogène par rapport aux complexes. De (3c) et de (7), on déduit enfin que

$$\sum_{i=1}^{p}|\sigma\{\mathcal{F}(t_i) - \mathcal{F}(t_{i-1})\}| < M\max\left|\sigma\sum e^{i\theta_i}(F_{at_i} - F_{at_{i-1}})\right| < M_{\mathfrak{A}}.$$

4. D'après ce que nous avons vu, $|\sigma(H)| < 3\varepsilon$, alors $|\sigma\{\mathfrak{A}(H)\}| < M_{\mathfrak{A}}3\varepsilon$. On connaît l'expression $\mathcal{S}$ de $\mathfrak{A}(G_n(t))$ pour n très grand, mais pour les points t_i fixes, qui d'après (5) s'écrit, en introduisant $\mathcal{F}(t_0) = 0$

$$\mathcal{S} = F(\xi_1)(\mathcal{F}(t_1) - \mathcal{F}(t_0)) + \ldots + F(\xi_p)(\mathcal{F}(t_p) - \mathcal{F}(t_{p-1})).$$

Cette expression tend, ainsi que nous l'avons établi, si le maximum de $(t_i - t_{i-1}) \to 0$, vers une limite $\mathfrak{A}(F(t))$ que nous désignons par

(8) $$\mathfrak{A}(F(t)) = \int_a^b F(t)d\mathcal{F}(t).$$

ainsi :

THÉORÈME 4. — *Toute application linéaire bornée de $\mathcal{C}$ dans $\mathfrak{L}(B)$ est de la forme (8), $\mathcal{F}(t)$ étant une fonction à variation faiblement bornée ne dépendant que de $\mathfrak{A}$.*

Il est alors immédiat que les endomorphismes de $\mathcal{C}$ ont pour expression (pour un A-module à droite)

$$F\mathfrak{U}(t) = \int_{a} d\mathcal{F}(t,\tau)\,\mathfrak{U}(\tau).$$

Ceci trouve une application importante dans la démonstration de la forme générale de l'équation d'évolution d'un système physique à partir d'un principe d'hérédité au sens de Volterra (²).

(*) Séance du 31 mars 1958.

(¹) Par définition $\lim_{n\to\infty} F_{n,at_i} = F_{at_i}$.

(²) *Voir* A. VISCONTI, *Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 1744.

ÉLASTICITÉ. — *Équations de l'Élasticité finie du premier ordre.* Note (*) de M. **PAUL ANGLÈS D'AURIAC**, présentée par M. Henri Villat.

Nous donnons ci-après des cas particuliers de l'équation générale de l'Élasticité finie [formule (4) de la Note précédente (¹), dont nous gardons les notations].

Élasticité du premier ordre. — Posons $\overset{A}{-}\!\circ\!\overset{A}{-} = \text{———} + \overset{U}{-}\!\circ\!\overset{U}{-}$

Nous disons que l'Élasticité est du premier ordre si l'énergie est donnée par

(1) $$W = \frac{1}{2}\ \begin{matrix} h \\ h \end{matrix}\boxed{\begin{matrix}\ \\ \hline \ \end{matrix}}\begin{matrix} h \\ h \end{matrix}\ \begin{matrix} U\circ U \\ U\circ U \end{matrix}$$

$\begin{matrix} h \\ h \end{matrix}\boxed{\ }\begin{matrix} h \\ h \end{matrix}$ étant un tenseur constant présentant les symétries de son écriture (21 composantes indépendantes).

L'équation de l'Élasticité s'écrit alors

(2) $$\begin{cases} 4K^{(jk)(li)} \dfrac{d^2\xi^m}{dx^i\,dx^k}\dfrac{d\xi^m}{dx^l}\dfrac{d\xi^h}{dx^j} + 2K^{(ij)(kl)}U^{ij}\dfrac{d^2\xi^h}{dx^k\,dx^l} + X^h = 0, \\[2ex] 4\ d^2\xi \circ \begin{matrix} dx \\ dx \end{matrix}\ \begin{matrix} h \\ h \end{matrix}\boxed{\ }\begin{matrix} h \\ h \end{matrix}\ \begin{matrix} dx\circ d\xi \\ dx\circ d\xi \end{matrix} + 2\ \circ\begin{matrix} U \\ U \end{matrix}\ \begin{matrix} h \\ h \end{matrix}\boxed{\ }\boxed{\ }\begin{matrix} h \\ h \end{matrix}\ \begin{matrix} dx \\ dx \end{matrix}\circ d^2\xi + \circ\overset{X}{-} = 0, \end{cases}$$

où K est constant.

Si le matériau est peu déformable, $\overset{U}{-}\!\circ\!\overset{U}{-}$ est voisin de zéro et l'on a l'équation

approchée

$$(3)\qquad 4\; d^2\xi \circ \left\{ \begin{matrix} dx \;\; {}_h\!\boxed{}_h \;\; dx \circ d\xi \\ dx \;\; {}_h\!\boxed{}_h \;\; dx \circ d\xi \end{matrix} \right\} + \circ \mathrm{X} = 0.$$

Si le matériau est peu déformable et le corps de forme massive, la petitesse de $\overset{\mathrm{U}}{—}\circ\overset{\mathrm{U}}{—}$ entraîne $\overset{d\xi}{—}\circ\underset{dx}{—}$ voisin de —— à une rotation *constante* près.

On a alors

$$(4)\qquad \begin{cases} 4\; d^2\xi \circ \left\{ \begin{matrix} dx \;\; {}_h\!\boxed{}_h \\ dx \;\; {}_h\!\boxed{}_h \end{matrix} \right\} + \circ \mathrm{X} = 0, \\[2ex] 4\mathrm{K}^{ij)(kl)} \dfrac{d^2\xi^l}{dx^i\, dx^k} + \mathrm{X}^j = 0. \end{cases}$$

Seule l'équation (2) peut être rigoureuse. L'équation (3) est une équation approchée valable pour les corps peu déformables. L'équation (4) (qui est classique) est une équation approchée valable pour les corps à la fois déformables et de forme massive.

Élasticité isotrope du premier ordre. — Posons

$$\overset{d\xi}{—}\circ\underset{dx}{—}\;\; \underset{dx}{—}\circ\overset{d\xi}{—} = —— + \overset{\mathrm{V}}{—}\circ\overset{\mathrm{V}}{—}$$

$$\mathrm{U}_1 = \mathrm{V}_1 = \overset{d\xi}{—}\circ\underset{dx}{—}\;\; \underset{dx}{—}\circ\overset{d\xi}{—} \;\text{(contracté)}$$

λ et μ étant deux constantes, l'équation (2) prend la forme

$$(2a)\qquad \begin{aligned} &(\lambda+\mu)\; d^2\xi \circ \left\{ \begin{matrix} dx\; dx \circ d\xi \\ dx\; dx \circ d\xi \end{matrix} \right\} + \mu\; \boxed{dx}\, \underset{dx}{\circ}\, d^2\xi + \circ \mathrm{X} \\ &+ \mu\; \circ\!\left\{ \begin{matrix} \mathrm{V} \;\; dx \\ \mathrm{V} \;\; dx \end{matrix} \right\}\!\circ d^2\xi + \mu\; \circ\!\left\{ \begin{matrix} \mathrm{U} \;\; dx \\ \mathrm{U} \;\; dx \end{matrix} \right\}\!\circ d^2\xi + \frac{\lambda}{2}\, \mathrm{U}_1\; \boxed{dx}\, \underset{dx}{\circ}\, d^2\xi = 0 \end{aligned}$$

Si le corps est peu déformable, on peut négliger les trois derniers termes

$$(3a)\qquad \begin{cases} (\lambda+\mu)\; d^2\xi \circ \left\{ \begin{matrix} dx\; dx \circ d\xi \\ dx\, dx \circ d\xi \end{matrix} \right\} + \mu\; \boxed{dx}\, \underset{dx}{\circ}\, d^2\xi + \circ \mathrm{X} = 0, \\[2ex] (\lambda+\mu) \dfrac{d^2\xi^i}{dx^j\, dx^k} \dfrac{d\xi^i}{dx^k} \dfrac{d\xi^h}{dx^j} + \mu \dfrac{d^2\xi^h}{dx^i\, dx^i} + \mathrm{X}^h = 0. \end{cases}$$

Enfin si, en outre, le corps est de forme massive

$$(4\,a)\quad \left\{ \begin{array}{l} (\lambda+\mu)\; d^2\xi \circ dx \; dx + \mu \; dx \; dx \circ d^2\xi + \circ X = 0, \\ (\lambda+\mu)\dfrac{d^2\xi^i}{dx^i\,dx^j} + \mu\dfrac{d^2\xi^j}{dx^i\,dx^i} + X^j = 0 \qquad \text{(équation de Lamé).} \end{array} \right.$$

Les domaines de validité de (2 *a*), (3 *a*) et (4 *a*) sont les mêmes que ceux de (2) (3) et (4).

(*) Séance du 17 mars 1958.
(1) *Compte rendus*, **246**, 1958, p. 1962.

MÉCANIQUE DES SOLS. — *Étude de la dureté des épontes dans les mines par des méthodes statistiques.* Note (*) de M. **Bertrand Schwartz**, présentée par M. Georges Darmois.

1. Dans une précédente Note, nous avons déjà exposé le but poursuivi et le principe de la méthode. Rappelons seulement que, au cours d'une période quelconque :

— l'enfoncement d'un étançon a été défini par la différence $Cj - Ct$;

— l'efficacité de cet étançon est appréciée par le rapport $D = Ct/Cj$;

— cette efficacité donne une idée sur la « dureté des épontes » si l'étançon coulisse à charge constante, ce qui est le cas des étançons hydrauliques qu'on utilise alors comme étalon.

Mais les épontes n'ont pas une dureté uniforme et homogène et l'on observe des variations dans trois directions :

— le long du front;

— dans le sens XX (*fig.* 1);

— normalement au front, dispersion selon la direction *yy*, (*fig.* 1);

— normalement aux épontes elles-mêmes, selon la nature des bancs.

C'est pour tenir compte des deux premières dispersions qu'on a utilisé le schéma statistique exposé dans la première Note, les variations dans la direction normale aux épontes étant étudiées grâce à la comparaison de périodes successives depuis la pose jusqu'à la dépose, de chaque étançon (durée totale, 2 à 4 jours). Après étude, nous avons décidé de considérer comme période unitaire, la période correspondant à chaque avancement : à la fin de chaque avancement, une nouvelle ligne d'étançons est en effet mise en place, en utilisant (*voir fig.* 2), les étançons les plus éloignés du front. Nous appelons donc période 1, la période pendant laquelle l'étançon est en première ligne c'est-

à-dire le plus près du front, période 2, celle où l'étançon est en ligne 2 et ainsi de suite.

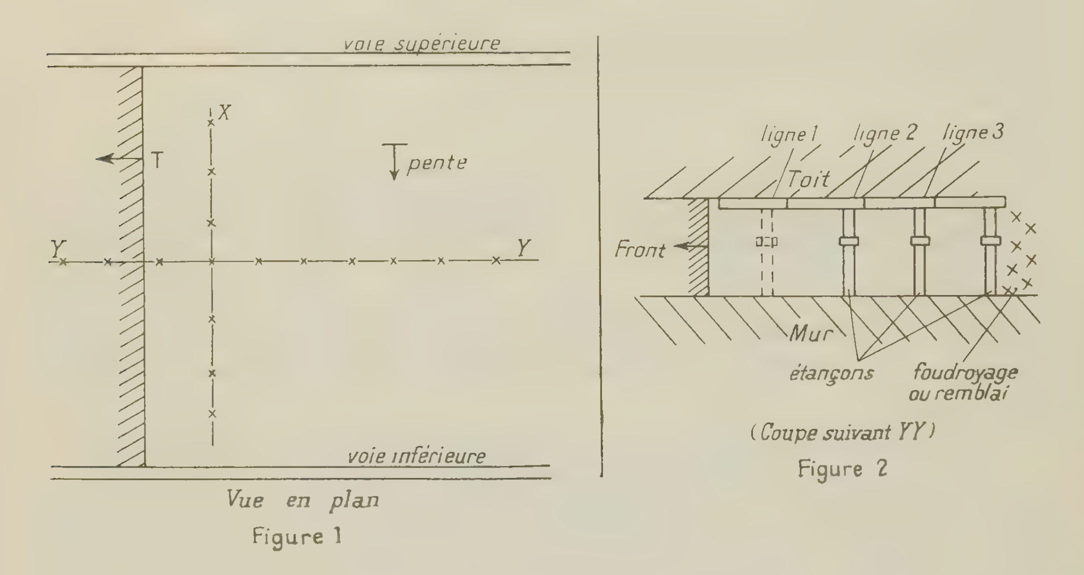
Nous voyons ainsi que la campagne de mesures nous apporte un tableau de C*t*, C*j* par type d'étançon et semelle et par période. En adoptant les notations suivantes : N, étançon normal; H, étançon hydraulique; O, semelle; on voit qu'on aura quatre tableaux désignés respectivement par :

N, tableau des étançons normaux sans semelle;

H, tableau des étançons hydrauliques sans semelle;

N, tableau des étançons normaux sur semelle;

H, tableau des étançons hydrauliques sur semelle.



Vue en plan

Figure 1

(Coupe suivant YY)

Figure 2

S'il y a deux périodes, il y aura huit tableaux, l'indice 1 représentant la première période, l'indice 2 la deuxième. Par exemple $\mathbf{H}_2$ représente le tableau des C*t*, C*j* de la période où l'étançon est en deuxième ligne (étançon hydraulique sur semelle).

2. Nous reprendrons notre méthode de dépouillement pour en montrer la portée. Sur une campagne de mesure, à titre d'exemple : Campagne effectuée à la fosse 3 d'Hénin-Liétard dans le Pas-de-Calais en 1957. Durée : 4 semaines.

a. Dureté initiale. — Tableau utilisé H_1. On trouve $D_1 = 41\,\%$, $r_1 = 0,24$. Étant donné que D varie entre 0 et 0,90 % en moyenne dans l'ensemble des campagnes dureté médiocre. $r_1 = 0,24$ traduit une homogénéité très médiocre.

b. Dégradation (*en profondeur, c'est-à-dire normale aux épontes*). — Tableaux utilisés pour comparaison H_1, H_2. On trouve $D_1 = 41\,\%$, $D_2 = 73\,\%$. Il y a donc amélioration qui s'accompagne d'une augmentation de l'homogénéité ($r_1 = 0,24$, $r_2 = 0,64$).

c. Responsabilités respectives du toit et du mur : Tableaux H_1, H_2 contre $\mathbf{H}_1$,

$\mathbf{H}_2$. $D_1 = 41$ %, $\mathbf{D}_1 = 40$ %, de même $D_2 = 73$ % contre $\mathbf{D}_2 = 73$ %, aucune amélioration (les *r* sont également semblables). Donc pas d'amélioration, le mur étant dur, la semelle large n'y fait rien. Puisqu'en première ligne, il y a enfoncement, c'est que le toit en est responsable. Puisque après la première ligne, il n'y a plus enfoncement (§ *b*) c'est qu'il y a un faux toit, qu'on a intérêt à abattre avec le charbon (épaisseur déterminée au paragraphe *b*).

d. Force portante des étançons normaux : Tableaux utilisés $\mathbf{N}_1$, $\mathbf{N}_2$ contre $\mathbf{H}_1$, $\mathbf{H}_2$. On trouve :

$\mathbf{N}_1$, $D_1 = 55$ % contre $\mathbf{H}_1$, $D_1 = 40$ %. Puisque tous les étançons sont sur la même semelle, c'est que la charge des N en ligne 1 est inférieure à celle des hydrauliques. Or, le fabricant prétendait que, dès la pose, ses étançons devaient avoir beaucoup plus. Ceci est dû en particulier au serrage ([1]).

$\mathbf{N}_2$, $D_2 = 70$ % contre $\mathbf{H}_2 = 73$ %. Résultats semblables, ce qui est logique la charge des étançons normalement croissant avec le coulissement. Nous ne parlerons pas des *r* pour ne pas alourdir.

e. Forme des bases des étançons normaux comparée à celle des étançons hydrauliques : Tableaux utilisés N_1, N_2 contre H_1, H_2.

N_1, $D_1 = 33$ % contre H_1, $D_1 = 40$ %. La charge du N est, d'après ce qui précède, inférieure à celle du H et cependant le N s'enfonce plus que le H. C'est que son pied est de forme différente (le N a une forme plate et carrée, le H est un hémisphère).

De même pour la ligne 2. Quant aux *r* des N, ils sont très faibles (0,14 et 0,26) ce qui correspond toujours au fait que, plus les terrains sont tendres, plus ils sont irréguliers.

Conclusion. — En résumant ce que nous venons de trouver, nous pourrons dire que le mur est dur, donc que les semelles y sont inutiles. Par contre, le toit comporte un faux toit de quelques centimètres, qu'il faut enlever. Enfin, les étançons sont mal serrés, d'où des courbes caractéristiques inférieures à celles promises par le fabricant.

Remarque. — Une étude plus poussée permet même de trouver les interactions des différents facteurs. Par exemple : comportement d'un étançon normal selon qu'il est à coté d'un étançon hydraulique avec ou sans semelle.

3. De telles campagnes ne demandent qu'un homme pendant quatre semaines et un matériel courant (les étançons hydrauliques sont suffisamment nombreux actuellement pour qu'on puisse en utiliser ainsi dans chaque taille). Les mesures sont uniquement des mesures des longueurs, il n'y a aucun appareil de pression. Elles nous permettent d'évaluer toutes les caractéristiques des terrains et du soutènement. Elles sont donc d'un emploi simple et constant.

(*) Séance du 10 mars 1958.

([1]) SCHWARTZ, *Industrie Minérale*, 15 décembre, p. 1114-1156.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur la Mécanique ondulatoire du photon de masse nulle.* Note (*) de M. **Robert Potier**, présentée par M. Louis de Broglie.

La présente Note décrit une théorie du photon de masse nulle qui rend compte du champ coulombien. Une interprétation de l'invariance de jauge est proposée.

On sait les difficultés qu'a rencontrées la théorie quantique des champs quand elle a cherché à tenir compte du champ coulombien. Dans sa Théorie du photon [1], M. Louis de Broglie a proposé d'imaginer que la masse propre du photon, quoique infime, n'est pas rigoureusement nulle. Cette conception qui réussissait parfaitement à expliquer les phénomènes électromagnétiques, avait l'inconvénient de détruire l'invariance de jauge.

Gupta [2] et Bleuler [3] ont montré qu'une modification convenable de la condition de Lorentz, jointe à l'introduction d'une métrique indéfinie permet de garder pour le photon une masse propre rigoureusement nulle, donc de maintenir l'invariance de jauge.

Nous nous proposons de formuler une Mécanique ondulatoire du photon de masse nulle, qui unifiera les deux points de vue.

Si nous désirons faire intervenir des photons scalaires, à côté des photons de Maxwell, nous devons constituer comme suit la fonction d'onde du photon : un scalaire A_0, un quadrivecteur A^i, un tenseur antisymétrique de rang deux : A^{ij}.

Nous supposons que :

1° La masse du photon est nulle. Donc $\square A = 0$.

2° Il existe un quadrivecteur-courant $\mathfrak{V}(A, \bar{A})$ dont la quadri-divergence est nulle.

3° A satisfait à un système d'équations linéaires aux dérivées partielles du premier ordre, invariant par les transformations de Lorentz.

Le seul ensemble d'équations satisfaisant à 1°, 2° et 3° s'écrit :

$$\mathfrak{V}^k(A, A) = i\left\{\bar{A}_0 A^k - A_0 \bar{A}^k + \sum_j A_j \bar{A}^{kj} - \bar{A}_j A^{kj}\right\}; \tag{1}$$

$$\left\{\begin{array}{l} A_0 = \partial_k A^k, \\ \partial_k A_h - \partial_h A_k = A_{kh}, \\ \partial^j A_0 - \partial_k A^{jk} = 0, \end{array}\right. \tag{2}$$

(ici, on a $\bar{A} = A^*$).

(1) et (2) sont conformes au schéma que nous avons proposé pour la théorie générale des particules à spin.

Le système (2) comprend 11 équations et 11 fonctions inconnues. Il équivaut au système des équations de Maxwell si $A_0 = 0$.

Le produit scalaire de deux fonctions d'onde A et B est donné par la formule

$$(3)\qquad \langle B \mid A \rangle = i \iiint_{\sigma} \sum_{k} \left\{ \overline{B}_0 A^k - A_0 \overline{B}^k + \sum_{j} (A_j \overline{B}^{kj} - \overline{B}_j A^{kj}) \right\} d\sigma_k.$$

Il existe deux types d'onde plane solutions de (2), dérivées des deux potentiels quadrivecteurs :

$$A^4\, e^{i\omega(x_3 - x_4)} \qquad \text{(seule composante non nulle)},$$

ou bien

$$A^1\, e^{i\omega(x_3 - x_4)} \qquad \text{(seule composante non nulle)}.$$

Dans le premier cas, le carré scalaire $\langle A \mid A \rangle$ est du signe contraire de celui de ω, dans le second il est du signe de ω. Le premier cas est celui des photons « scalaires », le second celui des photons de Maxwell. On voit que si l'on se limite aux solutions à énergie positive, comme le propose M. Louis de Broglie [1], les ondes des photons proprement dits ont un carré scalaire positif, et celles des photons scalaires, un carré scalaire négatif. Nous avons montré [4] qu'une telle métrique indéfinie de l'espace de Hilbert de la particule unique induit, d'une façon univoque, la métrique indéfinie de l'espace de Fock du vecteur d'état. La superquantification du système (1) et (2) par la méthode de la covariance quantique donne exactement la métrique indéfinie de Gupta et Bleuler. Nous devons observer, cependant, que ce résultat est automatiquement obtenu comme conséquence des postulats très généraux 1°, 2° et 3°.

Le succès de l'introduction d'une métrique indéfinie en théorie quantique du champ électromagnétique suggère une hypothèse : *les fonctions d'onde de carré scalaire positif représentent les particules individuellement décelables; les fonctions d'onde de carré scalaire négatif ne représentent pas de particules qui puissent être mises en évidence :* elles contribuent simplement à décrire des actions à distance analogues à la force de Coulomb.

Il existe des arguments assez forts en faveur d'une telle hypothèse :

a. Les équations d'onde relativistes sont souvent plus simples quand on admet la possibilité d'une métrique indéfinie. En effet, le caractère défini positif du carré scalaire ne peut résulter que de la séparation des états de spin de la particule, qui engendre une certaine complication analytique.

b. Il est souhaitable de pouvoir se donner arbitrairement la fonction d'onde de la particule sur une hypersurface de genre espace; dans le cas contraire, il convient de compliquer les hamiltoniens d'interaction. Or, cette donnée arbitraire n'est, la plupart du temps, possible, que si l'on admet le mélange des états de spin [5].

c. La seule théorie possible du photon de masse rigoureusement nulle comporte une métrique indéfinie, et cadre avec notre hypothèse. Il n'y a aucun avantage à en faire un cas rigoureusement isolé.

L'invariance de jauge. — Si Φ est une fonction satisfaisant à

(4) $$\square \Phi = 0,$$

l'ensemble :

(5) $$\begin{cases} A_0 = 0, \\ A_i = \partial_i \Phi, \\ A_{ij} = 0 \end{cases}$$

satisfait aux équations (2). (5) définit « une solution de jauge » du système (2).

D'après (1), le carré scalaire d'une solution de jauge est nul. On peut montrer que le produit scalaire d'une solution de jauge avec toute autre solution de (2) est nul, si les deux solutions sont à énergie positive (ou à énergie négative). Comme nous nous bornons aux solutions à énergie positive, il est possible d'affirmer que deux fonctions différant d'une solution de jauge définissent *le même point de l'espace de Hilbert.*

C'est là la signification profonde de l'invariance de jauge. Le terme d'interaction :

(6) $$\iiiint_{\sigma_1}^{\sigma_2} (\vartheta^\lambda A_\lambda)\, d\tau$$

est lui-même insensible à la transformation $A_\lambda \rightarrow A_\lambda + \partial_\lambda \Phi$.

Donc il ne dépend de A qu'en tant que point de l'espace de Hilbert. Le vecteur d'état du système, ensemble de tenseurs de l'espace de Hilbert du photon, et l'équation d'évolution sont manifestement invariants de jauge.

(*) Séance du 17 mars 1958.

(1) L. DE BROGLIE, *Une nouvelle théorie de la lumière*, Paris, 1940.

(2) S. N. GUPTA, *Proc. Roy. Soc.*, 63, 1950, p. 681.

(3) K. BLEULER, *Helv. Phys. Acta*, 23, 1950, p. 567.

(4) R. POTIER, *Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 422.

(5) Dans la théorie du photon que nous proposons, il y a mélange d'états de spin 0 et d'états de spin 1. Il est possible de se donner arbitrairement A^k sur une hypersurface de genre espace, ce qui suffit, compte tenu de la forme analytique de l'interaction électromagnétique.

ASTRONOMIE. — *Sur l'obtention de coordonnées d'étoiles par la méthode d'observation de hauteurs égales.* Note de M. **BERNARD GUINOT**, présentée par M. André Danjon.

Les observations effectuées à l'Observatoire de Paris à l'aide de l'astrolabe impersonnel A. Danjon, modèle O.P.L., nous ont fourni un petit catalogue d'étoiles d'une haute précision individuelle. Les erreurs systématiques de ce catalogue sont très petites, sous réserve d'erreurs constantes sur les ascensions droites et les déclinaisons.

On avait déjà montré dans un Mémoire antérieur (1), que les observations de hauteurs égales, faites à l'Observatoire de Paris à l'aide d'un astrolabe

impersonnel A. Danjon, avaient mis en évidence une erreur systématique des ascensions droites du FK 3, de la forme $\Delta\alpha_\delta$. Dans ce Mémoire, nous étudiions la possibilité de mesurer les coordonnées des étoiles avec un astrolabe : on peut obtenir les ascensions droites à une constante près ; les déclinaisons apparaissent moins simplement, mais on peut admettre qu'elles sont données à une constante près, si la déclinaison moyenne de l'ensemble des étoiles observées est connue avec une faible erreur (inférieure à 0″,2, par exemple).

Cette méthode a été mise à l'épreuve sur les observations entreprises depuis juillet 1956 avec l'astrolabe, modèle O.P.L.

Pour la mesure de l'heure et de la latitude, nous observons 12 groupes de 28 étoiles du FK 3 et du FK 3 Supp. En un an, un groupe est observé une vingtaine de fois. On trouve que chacune des étoiles de ce groupe a un résidu moyen M connu avec un écart-type de l'ordre de 0″,04. M, qui n'a pas de corrélation avec les propriétés physiques de l'étoile, est une fonction des erreurs $\Delta\alpha$ et $\Delta\delta$ des coordonnées de l'étoile. Mais, pour pouvoir exploiter l'ensemble des résidus des 12 groupes, il faut, au préalable, les exprimer par rapport à une origine commune.

Pour cela, nous établissons, par des observations en chaîne, un système de corrections à apporter aux résultats de chaque groupe, pour les ramener aux résultats moyens des 12 groupes s'ils pouvaient être observés simultanément. L'utilité de ces corrections de raccordement est évidente, pour l'étude de la rotation terrestre : mouvement par rapport à l'axe de rotation [2] et vitesse angulaire. Le programme d'observations a été établi pour déterminer le raccordement avec précision. Les corrections ne sont pas négligeables comme on peut en juger (tableau I).

Tableau I.

Corrections de raccordement à ajouter aux résultats des groupes :
dx, à la correction de l'horloge, en $0^s,0001$ *; dy, à la latitude, en* 0″,001 *;*
dz, à la distance zénithale, en 0″,001. *Observations de* 1956-1957.

Groupe..	*a.*	*b.*	*c.*	*d.*	*e.*	*f.*	*g.*	*h.*	*i.*	*j.*	*k.*	*l.*
dx...	+ 1	−100	+129	+ 7	+36	+39	+33	−96	−80	−97	+51	+82
dy...	+15	− 13	+ 47	+12	+36	+12	−58	+20	−21	0	−26	−18
dz...	−73	+ 14	+ 24	+ 8	−74	+23	+18	+74	−32	+24	+29	−35

Désignons par $\mathfrak{M}$ le résidu rapporté à la moyenne des groupes. On obtient $\mathfrak{M}$ par la formule

$$\mathfrak{M} = \text{M} - dx \cos\varphi \sin a - dy \cos a - dz,$$

a, représentant l'azimut de l'étoile et φ la latitude. On a alors la relation

$$\mathfrak{M} = -\cos\varphi \sin a \, \Delta\alpha - \cos \text{S} \, \Delta\delta,$$

où S est l'angle à l'astre et où $\Delta\alpha$ et $\Delta\delta$ sont pris dans le sens Astrolabe-catalogue.

On obtient ainsi :

1° $\Delta\alpha$ pour toutes les étoiles observées à leurs deux passages Est et Ouest et pour les étoiles observées à un seul passage de déclinaison voisine de $+60°$ (pour ces étoiles, cos S diffère peu de zéro).

2° $\Delta\delta$ pour les étoiles observées à deux passages lorsque cos S n'est pas nul (pratiquement, pour les déclinaisons de $+20°$ à $+53°$ et de $+66°$ à $+78°$).

3° $\Delta\delta$ pour quelques étoiles circumméridiennes (δ voisin de $+20°$).

Les tableaux II et III donnent les résultats pour 115 étoiles du programme de détermination de l'heure et de la latitude.

Tableau II.

Corrections aux positions de quelques étoiles du FK 3 *en* 1957 (Astr. — FK 3).
Unités : $\Delta\alpha$, $0^s,001$, $\Delta\delta$, $0'',01$.

N°.	Δα.	Δδ.	N°.	Δα.	Δδ.	N°.	Δα.	Δδ.	N°.	Δα.	Δδ.
16...	+49	–	237...	+11	–	500...	−10	–	1572...	−25	–
27...	9	−10	1173...	–	+25	550...	0	−4	1575...	+11	−18
32...	+50	–	269...	–	+6	1397...	−4	–	830...	−16	
1030...	+28	–	279...	−7	−9	1396...	−12	+34	836...	+1	–
42...	−18	+16	280...	+55	–	1400...	–	0	853...	+11	–
1032...	−18	−22	292...	+48	–	571...	+25	–	852...	−14	+7
46...	+28	−20	296...	−30	0	598...	+15	–	859...	+3	+3
63...	+39	–	317...	+21	–	618...	−10	0	863...	−1	–
66...		+8	1239...	+6	+14	627...	+1	–	869...	−12	−38
1054...	+12	–	355...	+42	–	1440...	−30	−31	882...	+19	
1068...	+20	−4	358...	+10	+5	639...	−39	–	881...	−5	−13
87...	+114	−24	371...	+7	−11	1465...	–	+55	893...	+112	+14
89...	+5	−7	398...	+4	–	685...	+29	–	899...	+6	–
99...	−22	–	403...	+59	+13	703...	–	−3			
1089...	−5	+5	405...	−13	−7	714...	−12	−21			
1094...	4	+24	416...	−3	–	1515...	+5	+4			
1096...	+54	–	417...	+3	–	1521...	−6	+14			
122...	−13	–	422...	−1	+15	759...	+56	−4			
129...	+3	–	1304...	–	+20	758...	−7	–			
144...	11	+4	447...	+13	–	767...	−7	–			
174...	6	−12	456...	+1	–	1539...	+20	−5			
175...	12	–	1318...	−12	−12	782...	+3	–			
182...	15	–	466...	–	−23	783...	−25	–			
211...	11	+22	467...	−1	–	803...	+2	–			
1157...	19	–	472...	−13	+18	809...	−56	−21			

Ce petit catalogue, en dehors des erreurs constantes sur les deux coordonnées, ne doit présenter que des erreurs systématiques très réduites. L'erreur $\Delta\alpha_\alpha$ est estimée inférieure à $0^s,005$, elle ne croît pas avec la déclinaison. $\Delta\delta_\alpha$ est inférieure à $0'',05$. Quant aux erreurs en fonction de la déclinaison, elles paraissent négligeables. Il n'y a pas d'équation de magnitude ou de couleur décelable et l'organisation des observations élimine les éventuelles erreurs personnelles.

TABLEAU III.

Corrections aux positions de quelques étoiles du FK 3 Supp *en* 1957, (Astr. — FK 3).
Ces étoiles sont désignées par leur numéro G. C.

Unités : $\Delta\alpha$, $0^s,001$; $\Delta\delta$, $0'',01$.

N°.	Δα.	Δδ.	N°.	Δα.	Δδ.	N°.	Δα.	Δδ.
94...	+52	–	9581...	+43	–	18504...	+ 8	–
1136...	+ 4	–10	10707...	–	–15	19742...	0	–
2836...	+ 6	–	12496...	+ 2	–15	22398...	+42	–
3759...	+45	+ 8	12646...	+16	–	22802...	–	+21
4858...	+44	–	12761...	+19	–	25362...	0	–
6259...	+17	+ 4	14086...	+ 2	+15	26475...	+19	–
6288...	+57	+ 8	15162...	–	+15	26569...	–	+ 9
6556...	–33	– 7	15875...	+16	–			
8826...	0	–	16985...	+20	–			
8965...	+15	– 8	17225...	–11	+ 2			

Les erreurs individuelles sont de l'ordre de celles du meilleur des catalogues fondamentaux dans son état le plus récent : le FK 3 R.

Du point de vue des erreurs systématiques, nous nous trouvons en meilleur accord avec le catalogue N 30 et le catalogue PU α 1 de Poulkovo, qu'avec le FK 3.

On a entrepris l'observation d'un programme spécial pour établir un catalogue de plus de 300 étoiles fondamentales de déclinaisons comprises entre $+20°$ et $+78°$.

(1) B. GUINOT, *Bull. Ast.*, 20, 1956, p. 119.
(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1887.

(Observatoire de Paris.)

ACOUSTIQUE. — *Focalisations d'énergie créées par la propagation irrégulière du son.* Note (*) de M. **YVES ROCARD**, présentée par M. Francis Perrin.

Les variations de vitesse de propagation acoustique dues à la vitesse du vent et aux températures qui varient de place en place font tourner les fronts d'ondes sonores et focalisent ces mêmes ondes sur leurs divers trajets. Une formule est donnée pour apprécier ce dernier effet, et une application signalée à une échelle mettant en jeu de larges variations météorologiques.

Dans la propagation du son d'un point à un autre dans l'atmosphère, la vitesse de propagation varie de place en place, parce que la vitesse du son dépend de la température, et qu'elle se compose en outre avec la vitesse du vent. Un des effets de cette variation est de faire tourner le front d'onde, de sorte que le récepteur relève une direction d'émission inexacte. Si l'on note R le chemin parcouru à partir de l'émetteur, qui est en même temps le rayon de courbure du front d'onde, et z une direction en tout point normale à R, la rotation totale sur un trajet donné R est

$$\int_0^{\mathrm{R}} \frac{1}{c} \frac{\partial c}{\partial z} d\mathrm{R}$$

en première approximation, c étant la vitesse de propagation. Cette formule facile à obtenir convient en particulier à la détermination des trajectoires des ondes sonores qui reviennent sur terre après mirage dans la haute atmosphère plus chaude, au-delà de la zone de silence qui en résulte.

On peut aller plus loin et obtenir une formule qui donne la focalisation plus ou moins grande de l'énergie sonore le long d'une trajectoire donnée. Il suffit pour cela de considérer le front d'onde avec son rayon de courbure R qui, l'instant dt après, serait devenu $\mathrm{R}(1 + c\,dt/\mathrm{R})$ dans une atmosphère homogène. Si l'on tient compte d'une distribution non uniforme de la propagation on trouve que cette quantité est en fait

$$\mathrm{R}\left(1 + \frac{c\,dt}{\mathrm{R}} + \mathrm{R}\frac{\partial^2 c}{\partial z^2} dt\right).$$

L'angle dans lequel une quantité correspondante d'énergie sonore se propage et qui était dz/R à l'instant t est devenu

$$\frac{dz\left(1 + \frac{c\,dt}{\mathrm{R}}\right)}{\mathrm{R}\left(1 + \frac{c\,dt}{\mathrm{R}} + \mathrm{R}\frac{\partial^2 c}{\partial z^2} dt\right)} = \frac{dz}{\mathrm{R}}\left(1 - \mathrm{R}\frac{\partial^2 c}{\partial z^2} dt\right)$$

à l'instant $t + dt$.

Il s'ensuit que si l'on remplace $c\,dt$ par $d\mathrm{R}$, le produit des facteurs inverses pour tous les éléments $d\mathrm{R}_1$, $d\mathrm{R}_2$, etc.,

$$\left(1 + \frac{\mathrm{R}}{c}\frac{\partial^2 c}{\partial z^2} d\mathrm{R}_1\right)\left(1 + \frac{\mathrm{R}}{c}\frac{\partial^2 c}{\partial z^2} d\mathrm{R}_2\right)\cdots = 1 + \int_0^{\mathrm{R}} \frac{1}{c}\frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \mathrm{R}\,d\mathrm{R}$$

représente le facteur global d'augmentation ou de diminution de l'énergie reçue par un récepteur au bout du trajet R, par rapport à ce que cette énergie serait en cas de propagation régulière avec $c = \mathrm{Cte}$. Il est entendu que $\partial^2 c/\partial z^2$ représente la courbure dans la variation de la vitesse du son, quand on s'écarte normalement à la trajectoire sonore. Cette courbure est due à la variation de la vitesse du vent et aux variations de température de l'air. Dans

certains problèmes le premier effet l'emporte et dans d'autres plutôt le second.

Il doit être entendu également que $\partial^2 c/\partial z^2$ s'évalue à une certaine échelle en rapport avec la longueur d'onde sonore à laquelle on s'intéresse. A la distance R d'une source, le rayon D de la première zone de Fresnel qui, en fait, assure la propagation à elle seule, est donné par $\pi D^2 = \lambda R$. Il faut donc mettre en évidence les variations $\partial c/\partial z$ et $\partial^2 c/\partial z^2$ sur des longueurs de l'ordre de D, mais prendre des moyennes sur des longueurs sensiblement plus petites.

En dehors de la question bien connue des zones de silence sonores, dont on rend compte par l'étude de la propagation dans le plan vertical, on peut citer des applications au bruit des avions entendus à quelques kilomètres, où l'échelle de variation est celle de la turbulence atmosphérique, et une application plus importante au cas des ébranlements atmosphériques à très basse fréquence, du type produit par l'éruption du Krakatoa (1883) ou du Grand Météore Sibérien (1907). Dans ce cas les longueurs d'onde sont de 40 à 60 km, les propagations s'étendent sur des milliers de kilomètres et les rayons D de Fresnel valent des centaines de kilomètres. C'est donc la situation météorologique générale qui, par la distribution des vents, commande la focalisation et finalement la réception plus ou moins forte de tels ébranlements.

Les signaux microbarographiques publiés par les Japonais sur les explosions thermonucléaires rentrent dans cette dernière catégorie. Avec de bonnes cartes météorologiques on peut se livrer à une évaluation grossière de la focalisation. Nous avons trouvé des cas où sur 5 000 km de portée, le facteur de focalisation précédemment défini varie de 0,5 à 2,7 pour des directions de propagation qui ne sont guère écartées que d'une dizaine de degrés. Il s'agit donc là d'un effet important, expliquant de grosses variations d'amplitude.

(*) Séance du 31 mars 1958.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Rayonnement d'une fente fine parcourue par une onde progressive.* Note (*) de M. **Jacques Ernest**, présentée par M. Camille Gutton.

Nous exposons, dans cette Note, les conditions dans lesquelles rayonne une ligne à fente, parcourue par une onde progressive. Nous calculons en fonction de la fréquence. la vitesse de propagation de cette onde et l'affaiblissement dû au rayonnement.

Introduction. — Le but de cette étude est de rechercher les conditions de rayonnement d'une ligne parcourue par une onde progressive de vitesse de phase variable en fonction de la fréquence. La partie rayonnante de la ligne est une fente fine, de grande longueur, et de largeur a petite devant la longueur d'onde. Cette fente est pratiquée dans un plan métallique (P). Elle est complétée par une enceinte métallique de section rectangulaire, de largeur égale

à a, et de hauteur b. Cette enceinte forme un élément de guide d'onde ouvert sur la fente.

Une onde électromagnétique se propage dans le guide avec une vitesse de phase v_φ dépendant de la fréquence et toujours supérieure à c dans le cas d'une enceinte vide de substance, supérieure à $c/\sqrt{\varepsilon}$ dans le cas où l'enceinte est remplie d'une substance de constante diélectrique ε.

Étant donné les dimensions de l'enceinte, seul le mode transversal $TE_{0,1}$ peut se propager. Le vecteur électrique $\vec{E}$ est maximum dans le plan (P) et nul au fond de l'enceinte. La vitesse de phase de l'onde guidée v_φ est alors

$$v_\varphi = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\left(1 - \frac{f_c^2}{f^2}\right)}},$$

f étant la fréquence d'excitation, et f_c la fréquence de coupure, égale à $c/4b$ pour une fente très étroite; f_c décroît lorsque la largeur de la fente augmente; ε est la constante diélectrique relative de la substance remplissant l'enceinte. Dans le cas où ε diffère de 1, il existe une fréquence $f_1 = f_c\sqrt{\varepsilon/(\varepsilon - 1)}$, pour laquelle v_φ est égale à c.

Calcul du rayonnement linéique de la fente. — Le guide d'onde ouvert sur la fente perd de l'énergie par rayonnement dans l'espace extérieur, par effet Joule dans les parois de l'enceinte, et éventuellement par pertes diélectriques. Dans les calculs qui suivent, nous négligerons les pertes par effet Joule et les pertes diélectriques. Par suite des pertes, la constante de propagation est $\Gamma = \gamma + iK_z$, avec $K_z = 2\pi f/v_\varphi$. Nous avons calculé γ en considérant le champ électromagnétique à l'intérieur du guide d'onde, de composantes : E_x, H_y, H_z et le champ rayonné, cylindrique d'axe Oz, de composantes E_φ, H_ρ, H_z.

Pour une fente très étroite, nous raccorderons les deux champs en écrivant que la circulation du vecteur électrique entre les deux bords de la fente est identique pour les deux champs, soit :

$$E_\varphi \frac{\pi a}{2} = E_x a.$$

Dans ces conditions, les composantes unitaires du champ électromagnétique sont :

Dans le guide :

$$E_x = -\frac{2K}{a}\cos\frac{\pi y}{2b}\,e^{-\Gamma z}\,e^{iKct}, \qquad H_x = 0,$$

$$E_y = 0, \qquad H_y = -\frac{2i\Gamma}{a}\cos\frac{\pi y}{2b}\,e^{-\Gamma z}\,e^{iKct},$$

$$E_z = 0, \qquad H_z = -\frac{2i}{a}\,\frac{\pi}{2b}\sin\frac{\pi y}{2b}\,e^{-\Gamma z}\,e^{iKct}.$$

A l'extérieur :

$$E_\varphi = -iK\alpha\, H_1^{(2)}(\alpha\rho)\, e^{-\Gamma z} e^{iKct}, \qquad H_\varphi = 0,$$
$$E_\rho = 0, \qquad H_\rho = -\Gamma\alpha\, H_1^{(2)}(\alpha\rho)\, e^{-\Gamma z} e^{iKct},$$
$$E_z = 0, \qquad H_z = \alpha^2\, H_0^{(2)}(\alpha\rho)\, e^{-\Gamma z} e^{iKct};$$

avec

$$K = \frac{2\pi f}{c}; \qquad \Gamma = \gamma + iK_z; \qquad \alpha^2 = K^2 + \Gamma^2 = K^2 - K_z^2 + \gamma^2 + 2i\gamma K_z;$$

$H_0^{(2)}$ et $H_1^{(2)}$ sont les fonctions de Hankel de deuxième espèce.

Écrivons le bilan d'énergie intéressant un élément de la fente, de longueur dz, en calculant la puissance traversant une section droite du guide :

$$P_z = \frac{c}{8\pi} \int_0^a \int_0^b \mathcal{R}[E_x H_y^*]\, dx\, dy$$

et la puissance rayonnée par un élément de la fente

$$dP_r = \frac{c\, dz}{8\pi} \int_0^\pi \mathcal{R}[\rho E_\varphi H_z^*]\, d\varphi.$$

L'égalité $dP_r = 2\gamma P_z\, dz$ donne la valeur de γ :

$$\gamma^2 - 2\gamma K_z \frac{b}{a} + K^2 - K_z^2 = 0,$$

soit

$$\gamma = K_z \frac{b}{a} - \sqrt{K_z^2 \frac{b^2}{a^2} + K_z^2 - K^2}.$$

En fonction de f et de f_c :

$$\gamma = \frac{2\pi}{c} \frac{b}{a} \left[\sqrt{f^2 - f_c^2} - \sqrt{f^2 - f_c^2 \left(1 + \frac{a^2}{b^2}\right)} \right].$$

Pour f suffisamment grand devant f_c :

$$\gamma \sim \frac{\pi}{c} \frac{a}{b} \frac{f_c^2}{\sqrt{f^2 - f_c^2}}.$$

L'énergie rayonnée tend vers zéro lorsque la fréquence augmente. Pour la fréquence de coupure, la valeur de γ n'a plus de sens puisqu'il n'y a plus d'énergie propagée dans le guide. Seule l'expérience peut nous renseigner sur γ au voisinage de f_c.

La même théorie donne pour un guide rempli de diélectrique, une nouvelle valeur de γ :

$$\gamma \simeq \frac{\pi}{c} \frac{a}{b} \frac{f^2 - \varepsilon(f^2 - f_c^2)}{\sqrt{\varepsilon(f^2 - f_c^2)}},$$

γ s'annule pour $f_1 = f_c\sqrt{\varepsilon/(\varepsilon - 1)}$, c'est-à-dire lorsque v_φ est égal à c.

Le champ rayonné devient évanescent.

Ce phénomène est de même nature que celui de la réflexion totale en optique.

L'onde guidée peut se représenter par la composition des ondes incidente et réfléchie par l'interface air-diélectrique, et par le fond de l'enceinte. La vitesse de phase de cette combinaison est fonction de l'angle d'incidence i de telle sorte que

$$\sin i = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{1}{v_\varphi}.$$

Il y a réflexion totale lorsque $v_\varphi = c$, soit $\sin i = 1/\sqrt{\varepsilon}$.

Au-delà de cette limite, l'onde extérieure est évanescente; en deçà il y a réfraction et passage d'énergie dans le second milieu. L'angle de réfraction donne la direction dans laquelle rayonne l'énergie.

Qu'il y ait diélectrique ou non, l'angle défini par $\sin r = 1/v_\varphi$ correspond à la direction du lobe principal du diagramme de rayonnement.

(*) Séance du 31 mars 1958.

LUMINESCENCE. — *Modèle hydrogénoïde des niveaux d'impureté dans un cristal ionique : constante diélectrique effective pour les états excités.* Note (*) de M. **Daniel Curie**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Dans un cristal *ionique*, les niveaux énergétiques d'un électron capturé par une charge $+e$ (modèle hydrogénoïde) ne constituent pas un spectre hydrogénoïde, la constante diélectrique effective $K_e(n, l)$ intervenant dans le calcul du niveau (n, l) dépendant du niveau considéré. Expression de K_e pour les premiers niveaux excités; K_e ne tend pas vers K_0 pour n élevé.

Le cristal sera défini par ses constantes diélectriques K statique et K_0 en haute fréquence, et traité comme un milieu continu au repos.

L'introduction d'une charge $+e$ crée un potentiel coulombien :

$$U(r) = -\frac{e^2}{Kr}$$

pouvant capturer un électron. Dans un cristal covalent (germanium), on obtient ainsi un spectre d'états localisés, hydrogénoïde aux effets « de cœur » et d'anisotropie près. Par contre dans un cristal ionique le potentiel agissant sur l'électron est la somme de $U(r)$ et du potentiel $V_i(r)$ créé par la polarisation ionique du milieu cristallin :

$$V_i(r) = -e^2\left(\frac{1}{K_0} - \frac{1}{K}\right)v(r),$$

$$v(r) = \int |\psi(\rho)|^2 \frac{1}{|\vec{r} - \vec{\rho}|} d\vec{\rho}.$$

On peut tenir compte de cette polarisation (1), (3) par l'introduction dans

la formule de Bohr d'une « constante diélectrique effective » K_e. Le calcul de K_e est bien connu pour l'état fondamental $1s$; il s'effectue d'une manière analogue pour l'état de nombres quantiques (n, l). Soit $\bar{v}$ la valeur moyenne du potentiel $v(r)$:

$$\bar{v} = \int |\psi(r)|^2 v(r)\, d\vec{r}$$

que nous posons égale à $2p/a$, où a est le rayon de l'orbite de Bohr, déterminant ainsi p. *La constante diélectrique effective* pour le calcul du niveau $\psi(n, l)$ est alors

$$(1) \qquad \frac{1}{K_e(n, l)} = \frac{1}{K} + \left(\frac{1}{K_0} - \frac{1}{K}\right) p(n, l),$$

le rayon de l'orbite de Bohr

$$(2) \qquad a(n, l) = K_e n^2 a_0, \qquad a_0 = \frac{h^2}{me^2}.$$

L'énergie d'activation thermique du niveau [9] est

$$(3) \qquad E(n, l) = \frac{R}{n^2 K_e^2}, \qquad R = \frac{me^4}{2\hbar^2}$$

et *l'énergie d'activation optique* [9]

$$(4) \qquad h\nu(n, l) = \frac{R}{n^2 K_e}\left[\frac{1}{K} + \left(\frac{1}{K_0} - \frac{1}{K}\right)3p\right].$$

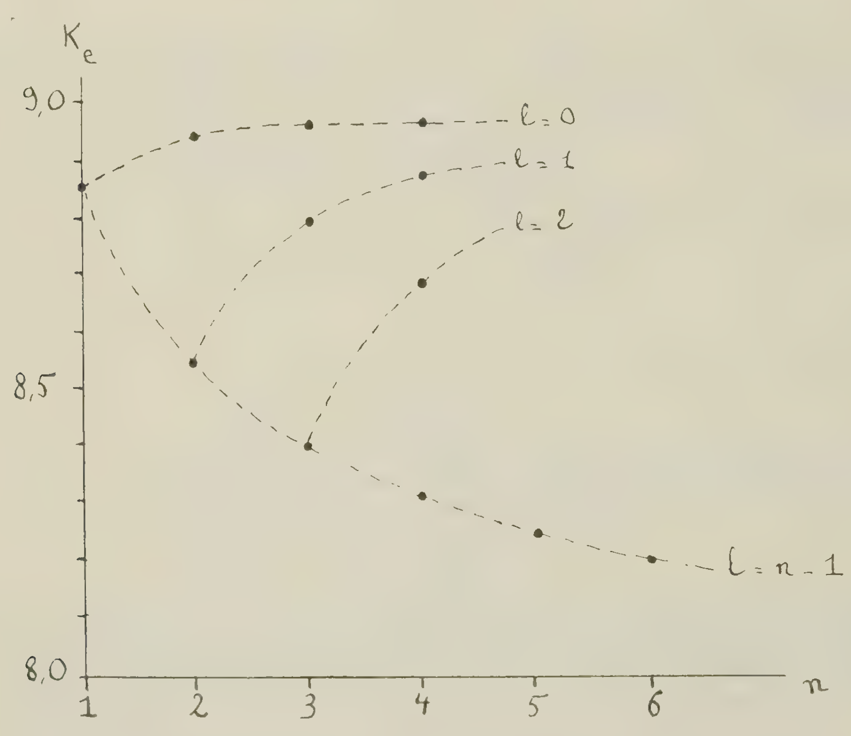
Pour effectuer le calcul numérique de p, nous avons supposé les $\psi(n, l)$ à symétrie sphérique, même lorsque $l \neq 0$, c'est-à-dire tenu compte de la distribution radiale du ψ [6], mais remplacé par la distribution angulaire par le facteur constant $1/2\sqrt{\pi}$. Simpson [2] avait déjà évalué $h\nu$ pour l'état $2p$, en tenant compte de la distribution angulaire du ψ : le résultat que nous obtenons en la négligeant est identique. De plus lorsque la symétrie du cristal (par exemple cubique) n'impose pas le choix d'axes privilégiés, on a pu se demander s'il n'était pas plus satisfaisant d'utiliser les ψ ainsi « symétrisés » [7].

Le paramètre p qui détermine, par (1), *la constante diélectrique effective* est donné par le tableau suivant :

l. *n*.	1.	2.	3.	4.
0	$\frac{5}{16}$	$\frac{77}{256}$	$\frac{153}{512}$	$\frac{19\,541}{65\,536}$
1	.	$\frac{93}{256}$	$\frac{1\,987}{6\,044}$	$\frac{20\,413}{65\,536}$
2	–	–	$\frac{793}{2\,048}$	$\frac{22\,373}{65\,536}$
3		..	–	$\frac{26\,331}{65\,536}$

Pour les états s, ce paramètre reste très peu différent de 0,3; pour $l=n-1$, il tend très lentement vers 1/2.

La constante diélectrique effective ne tend pas vers K_0 *pour n élevé;* elle varie relativement peu, suffisamment cependant pour produire des écarts appréciables au spectre hydrogénoïde.



Constante diélectrique effective pour l'état fondamental et les divers états excités dans Cd S, en admettant : $K=11,6$; $K_0=5,85$.

Par contre *la constante diélectrique* K_0 *intervient ;*

a. dans le calcul du spectre d'absorption menant de l'état 1s à un état de n élevé [Mott (1)] : le niveau (n, l) étant alors situé, non dans son propre potentiel, mais dans le potentiel créé par la polarisation des ions relative à l'état 1s (principe de Franck et Condon), lequel est en $e^2/K_0 r$ à grande distance;

b. lors de la capture radiative d'un électron libre par le niveau (n, l) (3) : ainsi dans un cristal ionique les spectres d'absorption et d'émission correspondant à une impureté hydrogénoïde ne coïncident pas, contrairement à ce qui est observé expérimentalement pour les spectres attribués à l'exciton (8).

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) N. F. Mott et R. W. Gurney, *Electronic Processes in Ionic Crystals.*, Oxford, 1950, p. 81-87, 115 et 161.

(2) J. H. Simpson, *Proc. Roy. Soc.*, A 197, 1949, p. 269.

(3) K. LEHOVEC, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 253.
(4) S. I. PEKAR, *Untersuchungen über die Elektronen theorie der Kristalle*, Berlin Akademie-Verlag 1954, p. 24-29 et 116-122.
(5) D. CURIE, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 579; *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 16; 18, 1957, p. 214.
(6) L. PAULING et E. WILSON, Mc Graw Hill Co., 1935, p. 135.
(7) R. S. KNOX et D. L. DEXTER, *Phys. Rev.*, 104, 1956, p. 1251.
(8) E. GRILLOT, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 822.
(9) Pour simplifier, nous supposons la masse effective égale à l'unité. De plus nous acceptons l'équation de Wannier sans discuter de l'approximation ainsi effectuée.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Période du premier état excité du molybdène 95.* Note (*) de M. **JACQUES QUIDORT**, présentée par M. Francis Perrin.

La période du premier état excité de ^{95}Mo a été mesurée par coïncidences différées entre deux rayonnements γ émis après la capture K de ^{95}Tc (60 j). La valeur trouvée est $(7{,}7 \pm 0{,}3).10^{-10}$ s.

La désintégration de ^{95}Tc a déjà été étudiée par plusieurs auteurs (1), (2), (3) et a conduit au schéma indiqué sur la figure 1.

Dans un travail récent, Mc Gowan et Stelson (4) ont étudié l'excitation coulombienne du premier niveau de ^{95}Mo. Ils mesurent, d'une part, la probabilité réduite de la transition de desexcitation de ce niveau $B(E_2) = 0{,}53.10^{49}$ cm^4) et d'autre part, à l'aide d'une mesure de polarisation du rayonnement γ émis, le rapport $\delta = 0{,}6 \pm 0{,}2$ de l'amplitude E_2 à l'amplitude M_1 de cette transition. Les auteurs déduisent des résultats précédents une période globale de $7{,}64.10^{-10}$ s.

Nous avons mesuré la période du premier niveau excité de ^{95}Mo par la désintégration de ^{95}Tc avec un montage à coïncidences différées entre le rayonnement γ de 570 keV et le rayonnement de 203 keV (*fig.* 1).

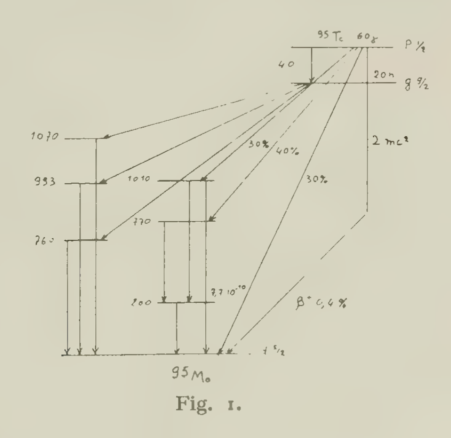


Fig. 1.

Ces rayonnements γ étaient détectés à l'aide de cristaux d'iodure de sodium Harshaw type X4 L4 de $2{,}5 \times 2{,}5$ cm associés à des photomultiplicateurs EMI 6097.

Ces deux photomultiplicateurs avaient été sélectionnés pour leur grande sensibilité de photocathode (55 μA/lm). La tension de 2 300 V qui leur était appliquée, permet d'avoir un gain de 10^8. Il est donc ainsi possible de déclencher les circuits de coïncidence dès l'apparition du second photoélectron.

La formule de Post et Schiff ([5]) prédit alors dans notre cas une « pente » ($T_{1/2}$ correspondant à un rapport $\tau_{1/2}$ des nombres de coïncidences) de 4.10^{-10} s pour une courbe de coïncidences instantanées.

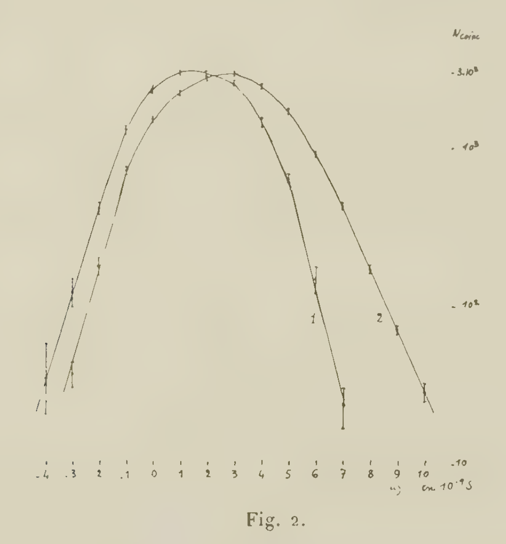


Fig. 2.

Cette dernière a été obtenue expérimentalement (*fig.* 2, courbe 1) en utilisant les rayonnements γ d'annihilation des positons de ^{22}Na. Au circuit de coïncidences utilisé ici, du type Bell et Graham ([6]), est adjoint un système à sélection d'énergie sur les deux voies lentes. Sur l'une d'elles on sélectionne le pic photoélectrique de l'un des rayonnements de 511 keV, la seconde voie enregistre les électrons Compton de l'autre rayonnement au voisinage de 200 keV.

La « pente » obtenue (5.10^{-10} s) est un peu supérieure à la valeur de Post et Schiff où l'on n'a pas tenu compte des fluctuations propres aux photomultiplicateurs.

Les résultats des mesures de coïncidences différées sont indiqués sur la figure 2, courbe 2. La valeur de la période recherchée est de $(7,7 \pm 0,3).10^{-10}$ s, en bon accord avec la valeur déduite des expériences d'excitation coulombienne ([4]).

(*) Séance du 31 mars 1958.

([1]) Medicus et al., *Helv. Phys. Acta*, 23, 1950, p. 299.
([2]) Goldhaber et Hill, *Rev. Mod. Phys.*, 24, 1952, p. 179.
([3]) C. Lévi et L. Papineau, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1358.
([4]) Mc Gowan et P. H. Stelson, *Phys. Rev.*, 109, 1958, p. 901.
([5]) Post et Schiff, *Phys. Rev.*, 80, 1950, p. 1113.
([6]), Bell, Graham et Petch, *Canad. J. Phys.*, 30, 1952, p. 35.

RÉSONANCE NUCLÉAIRE. — *Effet de polarisation nucléaire dans les liquides et les gaz adsorbés sur les charbons.* Note (*) de MM. **Edmond Erb**, **Jean-Loup Motchane** et **Jean Uebersfeld**, présentée par M. Francis Perrin.

L'objet de la présente Note est de préciser les caractéristiques d'un effet de polarisation nucléaire que nous avons observé dans du benzène adsorbé sur du charbon. Une équation phénoménologique est proposée pour ce phénomène qui a été observé également dans les gaz.

Dans une précédente Note ([1]), nous avons indiqué l'existence d'un effet de polarisation nucléaire des protons du benzène adsorbé sur du charbon, dont la résonance électronique est saturée. Toutefois, les caractéristiques du phénomène sont nettement différentes de celles de l'effet Overhauser classique.

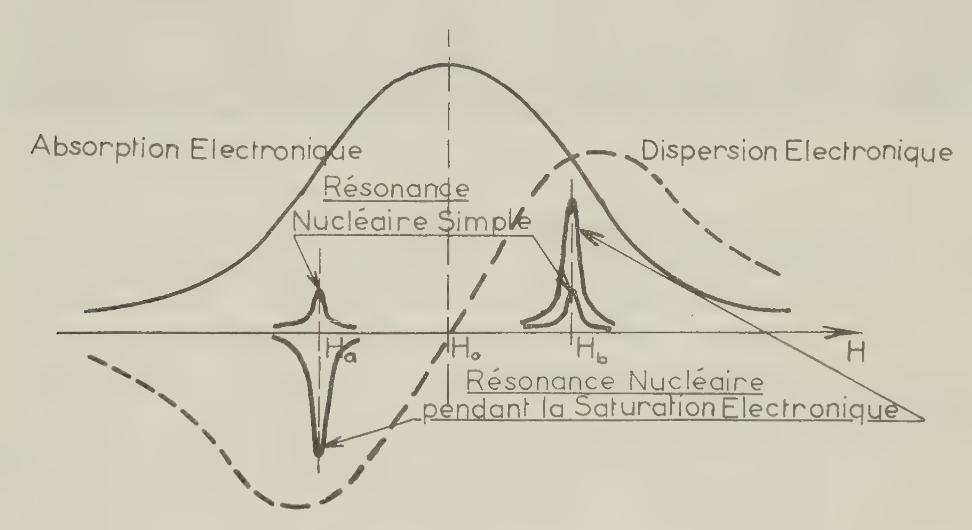


Fig. 1.

1. *Résultats expérimentaux.* — La raie de résonance électronique du charbon est beaucoup plus large (environ 5 gauss) que celle de résonance nucléaire des protons du benzène. Soit ω_N et ω_E, les fréquences de résonance nucléaire et électronique correspondant à un champ magnétique H_0 (ici $H_0 \sim 3000$ gauss, $\omega_E \sim 9000$ MHz, $\omega_N \sim 14$ MHz) la résonance électronique est saturée par un champ H_1 de fréquence ω_E. La résonance nucléaire est observée pour une valeur du champ magnétique appliqué H légèrement différente de H_0 ($|H - H_0|$ reste de l'ordre de l'ordre de grandeur de ΔH à mi-hauteur de la raie de résonance électronique).

Si $H = H_a < H_0$ (*fig.* 1), la polarisation nucléaire sous l'effet de la saturation de la raie électronique décroît, s'annule, puis croît en sens inverse (*fig.* 2).

Pour un champ $H = H_b > H_0$, la saturation de la raie électronique produit un accroissement de la polarisation nucléaire (*fig.* 3).

Enfin, si $H = H_0$, le renforcement de la résonance nucléaire par saturation électronique devient pratiquement négligeable; il peut se produire un phénomène de renversement de raie dû au balayage du champ sur lequel nous reviendrons ultérieurement.

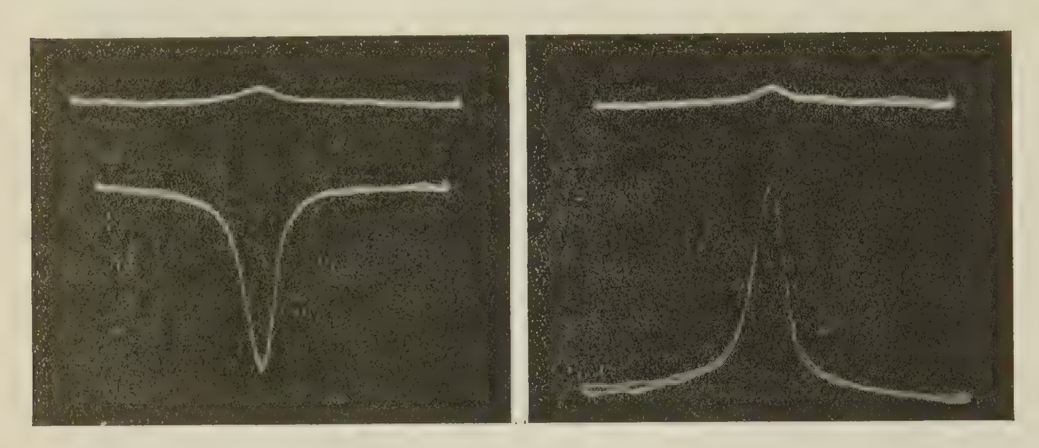


Fig. 2. Fig. 3.

Pour deux valeurs de H symétriques par rapport à H_0, le coefficient de renforcement de la polarisation obtenue (pour un champ H_1 donné) a la même valeur absolue.

Ce coefficient passe par un maximum pour des valeurs de H voisines de $H_0 \pm (\Delta H/2)$. Sa variation avec le champ H semble reproduire la dispersion paramagnétique du charbon.

2. *Équation phénoménologique.* — Le phénomène précédent ne peut être interprété dans le cadre de la théorie classique de l'effet Overhauser ([2]), ([3]). En effet, celle-ci prévoit un coefficient de renforcement maximum à la résonance électronique dont le signe dépend de la nature physique de l'interaction entre les spins électroniques et nucléaires (interaction scalaire ou dipôle-dipôle). Or il est difficile d'admettre que la nature de l'interaction change avec la position relative des raies de résonance électronique et nucléaire.

Nous nous proposons donc de remplacer l'équation phénoménologique de Solomon ([3]) qui s'écrit :

$$\frac{dI_z}{dt} = \lambda(I_z - I_0) + \mu(S_z - S_0), \qquad (1)$$

où I_0 et S_0 sont les polarisations nucléaires et électroniques d'équilibre et I_z et S_z les composantes suivant H_0 des résultantes macroscopiques des spins nucléaires et électroniques, par l'équation :

$$\frac{dI_z}{dt} = \lambda(I_z - I_0) + \mu(S_z - S_0) + \nu S_x + \rho S_y \qquad (2)$$

où S_x, S_y, S_z désignent les composantes du spin électronique sur le trièdre mobile classique lié à H_1.

Cette équation revient à admettre que S_z n'est pas un bon nombre quantique pour les spins électroniques en présence de saturation. Si l'on suppose que dans notre cas particulier μ est négligeable devant ν et si l'on tient compte de ce que dans les conditions de saturation $S_y = 0$, l'équation (2) s'écrit :

$$(3) \qquad \frac{dI_z}{dt} = \lambda(I_z - I_0) + \nu S_x.$$

En régime permanent $dI_z/dt = 0$ et par suite :

$$(4) \qquad I_z = I_0 - \frac{\nu}{\lambda} S_x.$$

L'équation (4) rend compte des résultats expérimentaux puisque $S_x = \chi' H_1$ où χ' est la dispersion paramagnétique.

Application aux liquides et aux gaz. — Nous avons observé l'effet de renforcement de la polarisation nucléaire avec inversion de part et d'autre de la résonance électronique, dans des liquides (benzène, toluène) et dans des gaz (ammoniac et hydrogène sulfuré) adsorbés sur le charbon. Ce dernier est d'autant plus efficace que sa surface est plus grande.

Le phénomène est une nouvelle confirmation de l'existence des interactions entre le milieu extérieur et les spins libres du charbon, interaction qui avait déjà été montrée par l'effet de relaxation de l'oxygène sur la résonance électronique des charbons ([4]).

Nous comptons utiliser cet effet pour améliorer l'étude de la résonance nucléaire de tous les corps adsorbables sur les charbons et en particulier des gaz. Par ailleurs, ce phénomène ouvre une nouvelle possibilité pour l'étude de l'adsorption.

(*) Séance du 31 mars 1958.

([1]) J. L. MOTCHANE, E. ERB et J. UEBERSFELD, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1833.
([2]) A. ABRAGAM, *Phys. Rev.*, 98, 1955, p. 1729.
([3]) I. SOLOMON, *Phys. Rev.*, 99, 1955, p. 559.
([4]) J. UEBERSFELD et E. ERB, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2043.

RÉSONANCE NUCLÉAIRE. — *Étude de la polarisation dynamique à champ élevé et réalisation d'un auto-oscillateur du type « maser ».* Note (*) de M. **ÉTIENNE ALLAIS**, présentée par M. Francis Perrin.

L'utilisation de la méthode de polarisation dynamique a permis d'augmenter un signal de résonance nucléaire de protons dans un rapport considérable et de réaliser un auto-oscillateur du type « maser ».

Nous avons poursuivi l'étude de la polarisation dynamique des protons de l'eau contenant un radical libre [1]. Les expériences à champ élevé (3 000 gauss) ont eu pour but d'obtenir un gain de polarisation plus important que celui obtenu précédemment en saturant plus complètement une des raies de résonance électronique du radical et de réaliser un oscillateur du type « maser ».

Nous avons utilisé une solution de nitrosodisulfonate de potassium $NO(SO_3)_2K_2$ dont les trois raies présentent à la concentration utilisée $[10^{-2}\,M]$ une demi-largeur de 0,5 gauss. Nous rappellerons que lorsqu'on sature complètement une de ces trois raies, la polarisation des spins nucléaires des protons est donnée par

$$\langle I_z \rangle = I_0 + \frac{\alpha}{6} f S_0,$$

où $\langle I_z \rangle$ est la valeur moyenne de la polarisation nucléaire I_z; I_0 et S_0 sont les polarisations des spins nucléaires et électroniques à l'équilibre thermique; α est un coefficient égal à 1 si la relaxation entre les différents niveaux de l'ion $NO(SO_3)_2^{=}$ est purement électronique et voisin de l'unité pour d'autres mécanismes de relaxations plausibles; f est un coefficient de fuite qui tient compte des modes de relaxation des spins nucléaires autres que l'interaction avec les spins électroniques; $f = 1 - (T_1/T_{10})$, T_1 et T_{10} étant les temps de relaxation des spins des protons de l'eau en présence et en absence de radical; des mesures préliminaires ont donné $T_1 = 0{,}4$ s, $T_{10} = 2$ s; l'augmentation maximum est donc dans l'hypothèse d'une relaxation de l'ion purement électronique :

$$\left\langle \frac{I_z}{I_0} \right\rangle = 1 - \frac{0{,}8 \times 660}{6} = -87$$

car

$$\frac{S_0}{I_0} = -660.$$

Cette polarisation négative correspond à la possibilité d'obtenir aux bornes d'une bobine une émission induite à la fréquence de Larmor des protons [1].

Dispositif expérimental. — Un électroaimant fournit un champ de 3 300gauss dont l'inhomogénéité ΔH est environ 2 milligauss sur le volume de l'échantillon (5 mm^3). Une des raies de la résonance électronique est saturée grâce au champ H_1 créé dans une cavité résonnante par un magnétron fonctionnant en régime continu et pouvant libérer une puissance de 8 W dont 5 dissipés dans la cavité.

La résonance nucléaire est détectée à l'aide d'un spectromètre du type Q-mètre : on mesure lors du passage à la résonance la variation du coefficient de surtension Q d'une bobine alimentée par un générateur H. F. Pour des signaux de faible amplitude, la variation relative $\Delta Q/Q$ est égale a la variation relative $\Delta v/v$ de la tension aux bornes de la bobine; celle-ci placée dans une cavité rectangulaire (mode T_{102}) a des caractéristiques telles que le signal de

résonance nucléaire soit facilement mesurable en absence de polarisation dynamique. Des précautions particulières ont été prises pour éviter la saturation de la résonance nucléaire. Par suite de la grande absorption diélec-

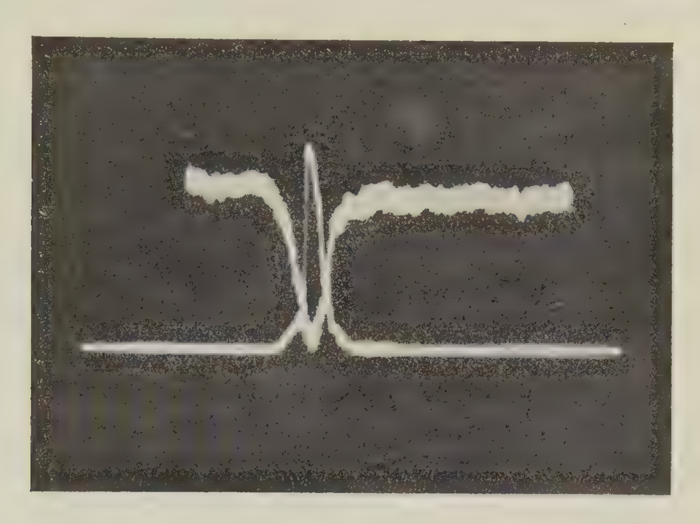


Fig. 1. — Signal normal de protons (vers le bas) et signal renversé et augmenté par polarisation dynamique (rapport des gains : 50; $\Delta V/V = 10^{-2}$).

trique de l'eau aux fréquences utilisées et de la décomposition du radical sous l'effet de la chaleur, nous avons employé un dispositif de circulation du liquide pour les puissances supérieures à 1 W.

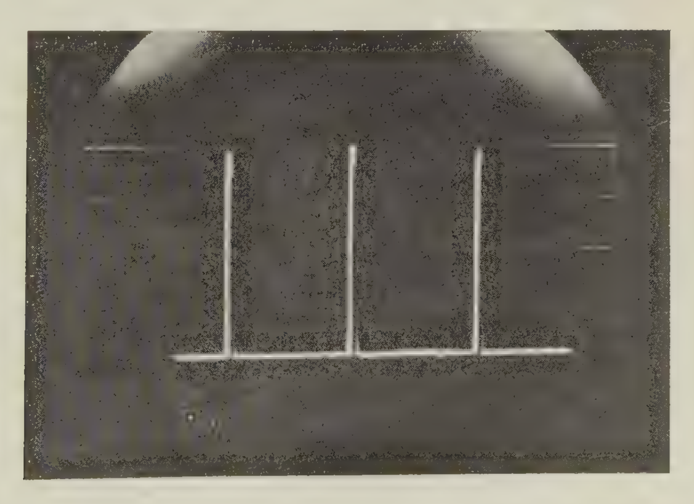


Fig. 2. — Émission stimulée des protons de l'eau, distance entre les raies 13 gauss (ou 55 kHz).

Résultats. — La figure 1 montre le signal de résonance nucléaire normal des protons (vers le bas) et le même signal retourné et augmenté sous l'effet de la polarisation dynamique; le rapport des gains de l'oscillographe est de 50. Pour

mesurer le rapport des polarisations avec et sans effet dynamique, il faut tenir compte de la non-linéarité de la détection de la résonance nucléaire quand on approche des conditions d'auto-oscillation ; le rapport k des polarisations est donné en fonction du rapport y des signaux observés par

$$k = \frac{y}{1 + y\frac{\Delta v}{v}},$$

où $\Delta v/v$ est la variation relative de la tension aux bornes de la bobine à la résonance en absence de polarisation.

Nous avons obtenu un facteur $k = 40$, la différence avec la valeur théorique provient de l'emploi de la circulation qui introduit une dépolarisation difficile à évaluer.

Le facteur 40 est néanmoins suffisant pour réaliser la condition d'auto-oscillation (¹)

$$k \geq \frac{\Delta H . 10^6}{2\pi Q_\eta},$$

ΔH est la demi-largeur en gauss de la raie de résonance nucléaire provenant de l'inhomogénéité du champ (2 mgauss) ; Q_η est le produit du facteur de surtension de la bobine par son coefficient de remplissage, il est calculé à partir de $\Delta v/v$ mesuré en absence de polarisation dynamique et vaut 10.

Il y a donc oscillations entretenues pour $k > 32$.

La figure 2 montre les signaux nucléaires de protons émis spontanément par l'échantillon lorsque par balayage lent du champ appliqué, on passe successivement sur les trois raies de résonance électronique du radical ; le magnétron émettant à fréquence constante, lorsque le champ passe sur une des raies de résonance du radical, la condition d'auto-oscillation est remplie et les protons émettent une onde de radiofréquence correspondant à leur fréquence de Larmor à ce champ.

Cet oscillateur fournit une tension dont la fréquence est la fréquence de Larmor des protons contenus dans la bobine donc rigoureusement proportionnelle au champ magnétique et à ses fluctuations. On peut envisager son emploi pour la spectroscopie de haute résolution en résonance nucléaire.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(¹) A. Abragam, J. Combrisson et I. Solomon, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 157.

(*Commissariat à l'Énergie atomique, Saclay.*)

MAGNÉTOCHIMIE. — *Mesure de la susceptibilité magnétique des alcanoates normaux anhydres de cobalt bivalents.* Note (*) de MM. **Claude Moreau** et **Georges Rodier**, présentée par M. Paul Pascal.

Des mesures simultanées de thermomagnétisme et de thermogravimétrie sont rendues possibles sous vide ou en atmosphère conditionnée à des températures situées entre —180 et +1000°C à l'aide d'un nouvel appareillage automatique.

Divers auteurs ont mis en évidence l'intérêt des mesures magnétiques (systématiques) pour l'étude de l'évolution des phases solides. Depuis 1925, Forestier et différents collaborateurs ont mis au point un appareillage automatique destiné à suivre la variation des propriétés magnétiques de constituants ferromagnétiques.

Dès 1932, Chaudron fit appliquer la technique de l'analyse thermomagnétique au catalyseur Fischer [1]. Plus récemment, Robertson [2] a présenté un ensemble plus complexe et plus sensible utilisant une méthode de zéro. Mais le domaine d'utilisation de ces différents appareils se limite aux systèmes dont une phase au moins est ferromagnétique; de plus, ils ne permettent pas de calculer la susceptibilité magnétique des échantillons examinés; ils ne mettent pas en évidence les variations de masse et l'on comprend que si précieux qu'ils soient pour l'étude des ferrites par exemple dont la masse reste constante pendant la durée de l'expérience, ces appareils exigent une critique serrée de leurs indications. En particulier, l'étude de l'évolution de systèmes chimiques à masse variable ne peut légitimement s'effectuer qu'après comparaison avec des courbes thermogravimétriques; pour avoir négligé ce point de vue, certains auteurs ont pu être conduits à des conclusions incomplètes [3] ou erronées. D'autre part, les mesures magnétiques sont précieuses pour recouper d'autres modes d'investigation; la formation de lacunes ou l'insertion d'ions étrangers dans un réseau s'accompagne d'une modification des propriétés magnétiques, mais cette méthode n'acquiert toute sa valeur qu'à la condition de disposer d'un appareil permettant des mesures continues.

C'est pour éviter de tels écueils que nous avons mis au point un appareil effectuant simultanément des mesures thermogravimétriques et thermomagnétiques, sous vide ou en atmosphère conditionnée, à des températures situées entre — 180 et + 1000° C.

Les détails de réalisation ont été donnés par ailleurs [4].

Les mesures magnétiques utilisent la méthode de Faraday : l'échantillon, de petite taille, contenu dans un creuset diamagnétique est situé à l'intérieur d'un four non inductif dans une zone de température uniforme

(ou d'un thermostat à basse température suivant le cas), entre les pièces polaires d'un électroaimant, dans une région où le produit H $(\partial H/\partial z)$ est constant. On s'en assure en traçant la courbe $F = F(z)$ donnant l'attraction en fonction de la hauteur z de l'échantillon dans l'entrefer. Le creuset est suspendu au fléau d'une balance électronique Ugine-Eyraud. Un système de modulation de champ donnant, dans notre réalisation, quatre valeurs au champ magnétique :

$$H_1 = 0; \qquad H_2; \qquad H_3; \qquad H_4 = 0$$

est synchronisé avec un enregistreur potentiométrique. Les voies 1, 2, 3 sont reliées à l'amplificateur de la balance électronique, la quatrième voie sert à la mesure de la température. La voie 1 correspond à la mesure de la masse à champ nul. La suite des pointés sur cette voie fournit donc une courbe thermogravimétrique ordinaire. La voie 2 donne la susceptibilité pour de faibles valeurs du champ, la voie 3 donne la susceptibilité à champ élevé, ceci pour déceler l'amorce d'une transformation ferromagnétique.

Différents dispositifs annexes stabilisent le courant dans le bobinage de l'électroaimant et règlent la température du four.

Pour estimer la précision et la fidélité de cet appareillage, nous avons étudié en particulier l'évolution des propriétés magnétiques d'alcanoates anhydres de cobalt bivalent, depuis la température d'ébullition de l'azote liquide jusqu'à la température de dissociation des alcanoates.

En ce qui concerne les mesures à basses températures, les résultats obtenus par dépouillement de nos courbes ont été comparés avec des valeurs obtenues à l'aide d'un autre appareillage [5]. L'accord est excellent, de l'ordre de 1 à 1,5 % des valeurs mesurées.

Nous avons ainsi obtenu entre 80 et 293° K les chiffres suivants :

Alcanoates.	Formule.	Susceptibilité (10^{-6} C. G. S.). 80° K.	198° K.	273° K.	293° K.
Formiate	$Co(HCO_2)_2$	187	87	64,0	58,4
Éthanoate	$Co(C_2H_3O_2)_2$	140	65	48	46
Propanoate	$Co(C_3H_5O_2)_2$	161	72	56	52
Butanoate	$Co(C_4H_7O_2)_2$	147	61	47	43
Pentanoate	$Co(C_5H_9O_2)_2$	109	49	42	34
Hexanoate	$Co(C_6H_{11}O_2)_2$	131	61	40	36
Octanoate	$Co(C_8H_{15}O_2)_2$	105	42	28	25,8
Nonanoate	$Co(C_9H_{17}O_2)_2$	71	34	26	25
Décanoate	$Co(C_{10}H_{19}O_2)_2$	67	32	22,5	21
Undécanoate	$Co(C_{11}H_{21}O_2)_2$	66	30	22	22
Octodécanoate	$Co(C_{18}H_{35}O_2)_2$	31	19	14,5	13

Contrairement à ce qui se passe pour les alcanoates de cuivre, ces valeurs ne font pas apparaître d'antiferromagnétisme.

(*) Séance du 31 mars 1958.

([1]) MICHEL, BERNIER et LE CLERC, *J. Chim. phys.*, 47, 1950, p. 269.

([2]) ROBERTSON, cité par P. W. Selwood, *Advances in catalysis*, p. 35.

([3]) BRENET, 15e *Congrès International de Chimie pure et appliquée*, Paris, 1957.

([4]) C. MOREAU, *Thèse*, Paris, 1957.

([5]) M. SEGUIN et Mlle FOLMER, Département de Physicochimie, C. E. N., Saclay.

CHIMIE STRUCTURALE. — *Anisotropie optique et orientation des cycles benzéniques dans des molécules polyphényliques* ([1]). Note (*) de M. **PIERRE BOTHOREL**, présentée par M. Paul Pascal.

Dans les molécules polyphényliques où les cycles benzéniques sont électroniquement indépendants, les polarisabilités principales moléculaires sont des fonctions simples des polarisabilités principales de chaque cycle et de son orientation dans la molécule. A partir des anisotropies optiques de polyphényles et du benzène, nous avons déterminé la structure moléculaire interne et les distances minima entre atomes non liés.

La mesure des constantes de la diffusion Rayleigh en solution permet de calculer l'expression suivante :

$$\frac{81\,\pi^2}{8\,\mathcal{N}^2}\Delta^2 R_M^2 = (A-B)^2 + (B-C)^2 + (C-A)^2,$$

Δ^2 est l'anisotropie optique du soluté; R_M, sa réfraction moléculaire; $\mathcal{N}$, la constante d'Avogadro; A, B, C, les réfractivités principales moléculaires du soluté.

Nous avons déterminé expérimentalement les produits $\Delta^2\ R_M^2$ ([2]) de diverses molécules polyphényliques en solution dans le cyclohexane (*voir* tableau).

Dans ces composés, chaque cycle benzénique est libre *a priori* de tourner dans certaines limites par rapport au reste de la molécule; de plus, l'étude de la réfraction moléculaire ou de l'absorption ultraviolette montre que les noyaux benzéniques sont électroniquement indépendants.

Chaque cycle est assimilable à une molécule de benzène, ses réfractivités principales sont les mêmes, G dans le plan du cycle, *g* perpendiculairement à ce plan. Dans ces conditions, les réfractivités principales moléculaires A, B, C d'un polyphényle sont les projections suivant les règles d'un tenseur du second ordre, des réfractivités G et *g* des cycles, en fonction de l'orientation de ces derniers ([3]), ([4]).

Pour les molécules de grande symétrie que nous avons étudiées, la position des cycles dans l'édifice moléculaire est entièrement déterminée à partir des

angles de liaison, qui sont connus, et d'un seul angle φ que nous définirons dans chaque cas :

Diphénylméthane et diphénylsilane. — φ est l'angle que fait chaque cycle benzénique avec le plan contenant l'axe binaire de la molécule et la liaison cycle-atome central (carbone ou silicium).

Triphénylméthane, triphénylsilane, méthyltriphénylsilane. — φ est l'angle d'un cycle avec le plan contenant l'axe ternaire de la molécule et la liaison cycle-atome central.

Tétraparaisopropylphénylsilane. — Cette molécule possède en solution un axe de symétrie inverse $\overline{A}_4$. φ est l'angle d'un cycle avec le plan contenant cet axe $\overline{A}_4$ et la liaison cycle-atome central.

Nous avons montré que pour ces molécules le rapport

$$m^2 = \frac{\Delta^2 R_M^2 \text{polyphényle}}{\Delta^2 R_M^2 \text{benzène}} = \frac{(A-B)^2+(B-C)^2+(C-A)^2}{2(G-g)^2}$$

est une fonction simple de φ et des angles de liaisons. Ayant mesuré les rapports m^2 pour ces polyphényles, nous avons calculé les angles φ correspondants, les distances C ... C et H ... H entre atomes de carbone ou d'hydrogène appartenant à des cycles benzéniques différents (*voir* tableau).

Les structures à l'état cristallisé des tétraphénylméthane, silane, stannane et plombane sont connues ([5]), ([6]); nous avons calculé les distances C ... C et H ... H correspondantes.

$\Delta^2 R_M^2$ ([2]).	(cm⁶).	φ.	C ... C (Å).	H ... H (Å).
Benzène (*)	23,0	–	–	–
Diphénylméthane (*)	52,8	30°30′ ± 2°	2,74 ± 0,05	2,28 ± 0,05
Triphénylméthane (*)	46,5	59° ± 2°	2,81 ± 0,06	2,32 ± 0,05
Tétraphénylméthane (**) ([5])	–	35° ± 2°	2,86 ± 0,06	2,58 ± 0,06
Diméthyldiphénylsilane (*)	54,2	30° ± 2°	3,26 ± 0,05	2,44 ± 0,04
Triphénylsilane (*)	68,0	63°30′ ± 2°	3,32 ± 0,06	2,30 ± 0,05
Méthyltriphénylsilane (*)	65,5	63° ± 2°	3,33 ± 0,06	2,34 ± 0,05
Tétra-para-isopropylphénylsilane (*)	128	31°30′ ± 5°	3,31 ± 0,10	2,54 ± 0,08
Tétraphénylsilane (**) ([6])	–	37° ± 2°	3,63 ± 0,06	2,92 ± 0,06
Tétraphénylstannane (**) ([6])	–	42° ± 2°	3,99 ± 0,06	3,48 ± 0,06
Tétra-para-méthylphényl-stannane (**) ([6])	–	42° ± 2°	3,99 ± 0,06	3,48 ± 0,06
Tétraphénylplombane (**) ([6])	–	50° ± 2°	4,34 ± 0,06	4,04 ± 0,06

(*) En solution dans le cyclohexane.
(**) Cristallisé.

Discussion. — On assimile souvent une maille cristalline à un empilement compact de sphères rigides représentant les atomes. On admet par exemple que l'encombrement d'une molécule de benzène est celui d'un cylindre plat, d'épaisseur bien définie, 3,7 Å; c'est la valeur moyenne trouvée entre cycles parallèles et non liés, dans un certain nombre de dérivés aromatiques.

Il est vrai qu'en général les forces d'attraction entre molécules sont insuffisantes pour faire varier sensiblement l'épaisseur d'un noyau benzénique dans des cristaux différents.

Nos résultats montrent par contre que les forces d'interaction atomiques dans une même molécule peuvent être assez importantes pour qu'elles entraînent une interpénétration marquée des noyaux benzéniques.

Nous remarquons que la distance minimum H...H entre deux atomes d'hydrogène de noyaux différents est toujours égale ou supérieure à deux fois le rayon de Van der Waals communément admis pour l'hydrogène 1,15-1,20 Å. Au contraire les distances minima C...C sont en majorité inférieures à 3,7 Å, épaisseur habituelle d'un cycle benzénique. Nous en concluons que les noyaux sont en contact dans ces molécules, même en milieu dispersé (solutions diluées).

Ces distances C...C restent identiques aux erreurs expérimentales près, dans les composés en solution ayant le même atome central, mais possédant deux, trois ou quatre noyaux par molécule.

Mais nous voyons aussi que ces distances peuvent varier, et dans de larges proportions :

1° *avec le milieu* (solution ou cristal) : pour un même type de molécule, les distances C...C sont plus petites en solution que dans le cristal;

2° dans le même milieu, avec *la nature de l'atome central;* les distances C...C diffèrent fortement quand le carbone est remplacé par du silicium, de l'étain ou du plomb.

En résumé, dans les molécules du type polyphénylméthane, l'atome central a une influence importante sur les distances entre noyaux benzéniques. Si l'atome est petit, il peut y avoir une interpénétration profonde; la distance minimum C...C est de 2,80 Å dans le diphénylméthane par exemple, au lieu de 3,70 Å entre deux cycles voisins dans un cristal mais non chimiquement liés. Quand on passe de la solution au cristal, l'augmentation des forces intermoléculaires est suffisante pour qu'on observe une diminution de l'effet de l'atome central.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) *Voir* P. BOTHOREL, *Thèse*, Bordeaux, avril 1958.

(2) Le produit $\Delta^2 R_M^2$ dépend de la valeur absolue de la constante de Rayleigh; les valeurs que nous donnons sont calculées pour une constante absolue de l'éther de $N_E = 4{,}02.10^{-6}\ cm^{-1}$. Le rapport m^2 donc φ est indépendant de N_E.

(3) A. ROUSSET et A. PACAULT, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1705.

(4) P. BOTHOREL, A. PACAULT et A. ROUSSET, *Cahiers de Physique*, 71-72, 1956, p. 66.

(5) SUMSION et MAC LACHLAN, *Acta Cryst.*, 3, 1950, p. 217-219.

(6) ZDANOV et ISMAILZADE, *Dikl. Akad. Nauk, S. S. S. R.*, 68, 1949, p. 95-98.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur l'énergie d'activation de la pyrolyse du carbonate de calcium pulvérulent effectuée dans l'azote.* Note (*) de MM. **Pierre Vallet** et **Albert Richer**, présentée par M. Paul Pascal.

Une masse m_0 de carbonate de calcium précipité, contenue dans un creuset de platine, est portée à une température constante θ, inférieure à 870° C, dans le four d'une thermobalance Chévenard traversé par un courant lent de gaz carbonique : le carbonate ne se décompose pas dans ces conditions. Lorsque l'équilibre thermique est atteint, on substitue rapidement dans le four, un courant d'azote au courant de gaz carbonique primitif. La pyrolyse du carbonate de calcium commence alors immédiatement et l'on enregistre les variations de sa masse en fonction du temps. La courbe obtenue permet de déterminer graphiquement la vitesse initiale

$$v_0 = -\left(\frac{dm}{dt}\right)_{t=0} \qquad (1)$$

de la pyrolyse avec une erreur relative probable de l'ordre de quelques millièmes.

Nous avons opéré avec quatre masses m_0 et cinq températures différentes. Le tableau I, à double entrée, donne v_0 exprimée en $g.s^{-1}$ pour chaque essai, en fonction de m_0 et de θ.

Tableau I.

m_0 (mg).	Température (°C) 751.	777.	800.	825.	850.
100	$8,48 \cdot 10^{-5}$	$1,330 \cdot 10^{-4}$	$2,100 \cdot 10^{-4}$	$3,01 \cdot 10^{-4}$	$4,40 \cdot 10^{-4}$
200	8,50 »	1,360 »	2,064 »	3,22 »	4,50 »
400	9,42 »	1,415 »	2,270 »	3,36 »	4,82 »
800	$1,041 \cdot 10^{-4}$	1,680 »	2,477 »	3,70 »	5,41 »

On voit que la vitesse initiale de la pyrolyse varie peu avec m_0 et nous avons déjà interprété ce résultat ([1]). D'autre part, pour une masse de matière donnée, cette vitesse initiale suit la loi classique d'Arrhénius. Au moyen de la méthode des moindres carrés, on peut, en effet, représenter chaque série de résultats par l'une ou l'autre des équations linéaires suivantes :

$$\log v_0 = -AT^{-1} + B, \qquad (2)$$

où

$$T^{-1} = -A' \log v_0 + B'. \qquad (3)$$

Le tableau II donne les valeurs de A, B et A' correspondant aux diverses masses m_0 employées.

Les valeurs de $\sqrt{AA'}$, très voisines de l'unité, montrent que les résultats relatifs à une masse donnée de matière, satisfont remarquablement à la loi

d'Arrhénius, relation fonctionnelle du phénomène étudié dont l'énergie d'activation E est :

$$E = AR \log e.$$

Si E est exprimée en cal.mole^{-1}, R log e vaut 4,5740. La dernière colonne du tableau II donne les valeurs de E correspondant à nos essais. Ces résultats conduisent pour l'énergie d'activation à la valeur moyenne :

$$E = 38\,319 \pm 108 \text{ cal.mole}^{-1}.$$

Cette valeur est comprise entre celles qu'ont données H. Britton, S. Gregg et G. Winsor (²) pour la calcite pulvérisée : 41 600 ± 2 900 cal.mole^{-1}, et pour trois morceaux de calcite : 35 500 ± 4 800 cal.mole^{-1}. Notre détermination serait plus précise que la leur et, contrairement à l'opinion de ces auteurs, elle s'écarterait de façon significative de l'enthalpie molaire de décomposition du carbonate de calcium qui vaudrait 40 220 cal.mole^{-1} à 750°C et 39 790 cal.mole^{-1} à 850°C d'après les données de K. K. Kelley (³).

Tableau II.

m_0.	A.	B.	A'.	$\sqrt{AA'}$.	E.
100	8 406,0	4,135	1,189 5	0,999 38	38 449
200	8 354,1	4,088	1,197 0	0,999 98	38 211
400	8 387,9	4,159	1,189 6	0,998 89	38 366
800	8 362,7	4,187	1,195 6	0,999 93	38 251

A l'aide de l'équation (2) et des valeurs de A et B du tableau II, on peut calculer que v_0 vaut $5,77.10^{-9}$ g.s^{-1} à 400°C et $2,34.10^{-7}$ g.s^{-1} à 500°C pour 800 mg de carbonate de calcium. On comprend que le seuil de décomposition de la substance se situe vers 500°C dans l'azote, avec la thermobalance, en admettant que nos résultats puissent être extrapolés à d'aussi basses températures. Dans nos expériences, la sensibilité limite de la thermobalance était d'environ 0,2 mg (correspondant à un déplacement du spot lumineux de 0,1 mm) : on peut calculer qu'il faudrait un peu plus de 14 mn pour qu'un déplacement du spot lumineux fût perceptible à 500°C.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(¹) P. Vallet et A. Richer, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1020.

(²) H. T. S. Britton, S. J. Gregg et G. W. Winsor, *Trans. Faraday Soc.*, 48, 1952, p. 63.

(³) K. K. Kelley, Bull. n° 476, Bureau of Mines U. S. A..

(*Laboratoire de physique de l'École d'Agriculture de Grignon, Seine-et-Oise*).

GÉOLOGIE. — *Observations géologiques sur le* Monte Armetta (*Alpes Ligures*). Note (*) de M. **Maurice-J. Graindor**, présentée par M. Paul Fallot.

Le Monte Armetta est couronné d'écailles reposant, par l'intermédiaire d'un épais complexe schisteux, fortement écrasé, sur une série à faciès briançonnais prolongeant à l'Est, celle du Marguareis.

Le massif du Marguareis — équivalent ligure du Briançonnais — se prolonge vers l'Est. L'ensemble de ses assises et de leurs enveloppes stratigraphiques ou tectoniques s'enfonce vers le Sud.

Au Sud d'Ormea, le Monte Armetta (1739 m) forme un sommet escarpé dominant les paysages de ce flysch aux lignes plus molles. Un profil tracé d'Ormea au sommet montre :

1° La retombée méridionale du massif ligure;

2° Le complexe schisteux écrasé;

3° La série de l'Armetta.

Des auteurs ont souligné, déjà, que l'ensemble de cette dernière série paraissait flotter sur le Nummulitique; J. Boussac [1] et S. Franchi [2] ont considéré que l'ensemble couronnant le Monte Armetta devait s'interpréter comme formant un pli couché, laminé et étiré.

Une reconnaissance géologique effectuée en 1957, m'a permis de faire des observations nouvelles dont voici l'essentiel :

1. *La retombée méridionale du Massif Ligure* comporte, au Sud du Tanaro la succession suivante de bas en haut :

a. le Trias comprenant le Werfénien surmonté d'horizons calcaires et dolomitiques, non étudiés ici (110 m);

b. des calcaires sombres à grain grossier à Kilianina analogues aux calcaires bathoniens de la série du Marguareis;

c. une série calcaire dépourvue de faune et rapportée, sans preuves, au Callovo-Oxfordien (45 m);

d. des calcaires massifs se terminant à leur partie supérieure par un horizon de calcaires roses à faciès de Guillestre [3], identique à ceux du Tithonique du Marguareis (24 m);

e. des calcaires en gros bancs, à rares Bélemnites, attribuables au Néocomien (3 à 6 m);

f. un Sénonien à Rosalines, réduit, termine la série. Comme dans le Marguareis, à sa base s'observent les vestiges d'une surface indurée (« hard-ground ») notamment au Rocca Ferraira.

Cet ensemble présente tous les caractères de la série du Briançonnais connue du Monte Vecchio au Marguareis, et à l'Antoroto.

2. *Le complexe schisteux écrasé.* — Le Sénonien supporte un complexe

schisteux fort écrasé où s'intercalent, localement, de nombreux bancs gréseux, généralement de faible épaisseur; ceux-ci sont souvent plissotés et prennent des allures contournées; en lame mince ils se sont révélés, jusqu'ici, stériles. Les auteurs italiens ont pensé pouvoir parler de Priabonien. Dans la région que j'ai étudiée, entre le Sud d'Ormea et la vallée du Rio di Nava, je n'ai rien trouvé, mais M. Lanteaume y a décelé non loin de là des fantômes de Nummulites : sans autre précision on peut admettre que ce complexe soit en partie Nummulitique.

Au revers du Monte Ferraira, ce complexe repose sur le Sénonien, mais vers l'Est de cette localité, de Prale à Fontana Craporella (au Sud d'Ormea), il repose sur le Malm puis plus au Nord-Est sur les dolomies du Trias, enfin sur le Werfénien, au Sud de San Giuseppe et, plus sûrement encore, au Sud de San Pietro, à l'Est-Sud-Est d'Ormea. Un tel contact évoque une transgression, mais, le complexe schisteux donnant lieu à des phénomènes de solifluxion étendus, il est encore impossible de se prononcer.

Épais de 300 à 400 m, ce complexe schisteux forme le versant nord et nord-est du Monte Armetta jusqu'à 1300 m d'altitude environ, où commence l'ensemble des bancs qui constituent l'ossature du sommet.

3. *La série de l'Armetta* est constituée par une superposition de dalles pendant environ 20° au Sud-Est qui provoquent des falaises à regard Nord ou Nord-Ouest, séparées par des vires herbues. La plus élevée s'enfonce au-dessous des formations tendres qui font partie, morphologiquement, de la zone externe.

Ces diverses séries ne semblent pas très étendues, de sorte que les coupes qu'on pourrait en donner feraient ressortir des variations latérales qui restent à préciser.

Un profil susceptible de fournir une première vue d'ensemble peut être choisi selon la ligne Baccano-sommet de l'Armetta :

a. Entre le toit des schistes et l'écaille inférieure s'insèrent, localement, une lame de calcaire nummulitique (6 m) et une lame de Sénonien (4-5 m);

1re écaille :

b. Werfénien (4 m), et calcaires (15 m) finement détritiques en lame mince, recristallisés, d'âge inconnu;

c. Schistes analogues à ceux de la série 2 (quelques mètres).

2e écaille :

d. Calcaires jurassiques écrasés et recristallisés à débris d'Ostracodes et d'Échinodermes (10 m); par analogie de faciès on peut y voir du Malm;

e. Schistes rouges (moins de 1 m).

3e écaille :

f. Werfénien suivi de Trias moyen (25 m);

g. Calcaires jurassiques massifs (75 m) terminés par une passée à faciès de Guillestre;
h. Sénonien marno-calcaire écrasé (15 m).

4e écaille :
i. Calcaires lutétiens;
j. Sénonien marno-calcaire écrasé (10 m) formant la vire la plus élevée.

5e écaille :
k. Lutétien (15-20 m);
l. A son sommet le Monte Armetta comporte un paquet exigu de calcaires attribuables au Malm (Saccocomidæ, *Globochæte alpina* probable) qui paraît y flotter.

6e écaille :
m. A son revers sud-est, le massif comporte sur le Lutétien un important placage schisto-gréseux, étendu du Monte Armetta au Monte della Guardia qui constitue une série schisteuse écrasée identique à celle (2) de la base de la montagne.

L'ensemble de ces écailles paraît donc s'insérer vers le Sud-Est dans le complexe schisteux.

Vers le Nord-Est le sort de ces unités n'a pas encore été précisé, mais on peut retenir, d'ores et déjà, les particularités ci-après :

1° Les formations mésozoïques participant aux imbrications du Monte Armetta comportent une partie des horizons et des faciès de type briançonnais, qui sont connus dans le Massif du Marguareis et qu'on retrouve plus complets sous les schistes 2;

2° Les schistes 2, en partie nummulitiques appartiennent à la série connue et définie antérieurement depuis le col des Selles Vieilles (4) série qui ne paraît pas en place;

3° Le pendage des écailles vers le Sud-Est et leur insertion apparente dans les schistes évoque à première vue une poussée du Sud au Nord; mais il est permis toutefois de se demander si ce n'est pas là une illusion : en effet, tous les caractères que présentent les formations appartenant aux diverses écailles sont ceux du Pays Ligure à faciès briançonnais, lequel règne au Nord;

4° Dans le secteur étudié les séries superposées sont à peine gauchies et rien ne paraît légitimer l'attribution du paquet du Monte Armetta à un pli couché.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) *Mém. Serv. Carte Géol. Fr. : Études stratigraphiques sur le Nummulitique alpin*, 1912, p. 209.

(2) *A. Acad. Naz. d. Lincei*, (7), 1, p. 53-59.

(3) Dans le ravin du Rio di Nava, on peut voir un accident à allure imbriquée et à pendage 45° Sud qui provoque une répétition de cet horizon.

(4) P. Fallot et M. Lanteaume, *Bull. Serv. Carte Géol. Fr.*, n° 246, p. 45-75.

GÉOLOGIE. — *Premières observations sur le Crétacé de la région d'Estepa (Andalousie).* Note de M. **Yves Peyre**, présentée par M. Paul Fallot.

La route de Séville à Grenade et à Malaga, qui est d'abord orientée d'Ouest en Est, prend tout à coup la direction Nord-Sud en arrivant dans la vallée du Rio Genil, à quelques kilomètres à l'Est d'Estepa; elle fait un tel coude pour éviter un massif montagneux de faible étendue dénommé « Sierras de Estepa ». Ces montagnes, peu élevées, surgissent au milieu d'un paysage vallonné, très cultivé.

Au bord nord de ces Sierras, s'étend une bande de Crétacé qui n'avait pas été l'objet, jusqu'alors, d'études précises. C'est là qu'ont été reconnus les différents termes du Crétacé qui font l'objet de cette Note.

Les dislocations et les formations superficielles ne m'ont pas encore permis de trouver une coupe continue mais, en juxtaposant les données fragmentaires recueillies, on peut reconstituer une série stratigraphique approximative, ce qui est d'autant plus légitime qu'il s'agit de faciès pélagiques.

Néocomien. — Trois formations lithologiques distinctes ont donné une microfaune peu abondante où J. Sigal, qui a bien voulu étudier mes lavages, n'a relevé que des Ostracodes et des formes peu déterminables appartenant aux genres *Ammodiscus*, *Patellina*, *Narsonella*, *Spirillina*, *Frondicularia*, *Verneuilina* fixant un âge Néocomien sans autre précision. Ces formations sont les suivantes :

1° Des marnes blanches ou rosâtres, ayant au minimum 10 m d'épaisseur. Elles font suite, à la base d'une carrière ouverte sur le Camino de las Viñas y de las Canteras, à des calcaires noduleux tithoniques. Leur position permet de penser qu'il s'agit des niveaux les plus inférieurs du Crétacé;

2° Des marnes blanches à nodules et à Ammonites pyriteuses indéterminables; l'une d'elles se rapproche cependant d'*Olcostephanus* sp. Pour cette raison, cette formation rencontrée au Cortijo de la Cañada et en d'autres lieux serait attribuable au Valanginien;

3° Des marnes et marno-calcaires gris bleutés, assez tendres, d'épaisseur inconnue. Sur le chemin d'Estepa à la Roda, peu après le Molino de Osorio, elles ont livré une faune où R. Busnardo, qui a déterminé mes Ammonites du Crétacé inférieur, a reconnu *Bochianites* du gr. *neocomiensis*, *Neocomites* cf. *oxygonius*, *Olcostephanus* sp., ce qui place cette faune au Valanginien supérieur ou à l'Hauterivien inférieur.

Barrémien. — La continuation de la formation précédente sous le même faciès, a fourni, à quelques centaines de mètres d'Estepa, tant à l'Est qu'à l'Ouest, la faune suivante : *Crioceras* (*Emericiceras*) *emerici*, *Spitidiscus*

cf. *andrussovi*, *Spitidiscus* sp., *Phyllopachyceras infundibulum*, *Macroscaphites yvani*. Cette association indique le Barrémien supérieur.

M. Blumenthal [1] note la présence au Nord d'Estepa « d'un Crétacé de faciès bathyal (*Phylloceras infundibulum* d'Orb., Valanginien) ». Nous avons retrouvé cette espèce de peu de valeur stratigraphique, mais au milieu d'une faune barrémienne.

L'*Aptien* n'a pu encore être mis en évidence.

Albien supérieur-Vraconien. — En plusieurs endroits (en particulier sur la route de Séville à Grenade, au voisinage de Roya) affleurent des calcaires argileux, durs, à cassure presque conchoïdale, de couleur gris-beige, avec des taches gris-bleuté, contenant une faune abondante mais mal conservée : *Hamites* sp., *Hemiptychoceras* sp., *Mortoniceras inflatum* d'Orb. sp., *Mortoniceras* sp., ainsi que des Lamellibranches, des Oursins et d'autres Ammonites indéterminables. L'âge de cet ensemble est donc Albien supérieur-Vraconien. En plaque mince on observe l'association constante de Globigérines avec *Fissurina* du gr. *ovalis* et *Fiss. lævigata*. Deux lavages ont pu être faits dans des échantillons plus marneux, l'un d'entre eux provenant des couches à *Mort. inflatum*; ils ont livré *Thalmalinella ticinensis* (formes évoluées), *Thalm. brotzeni*, *Rotalipora appeninica*, *Rot.* sp., *Planomalina buxtorfi*, *Plan.* sp. (formes très ornées), *Bitycinella breggiensis*, *Cristellaria* sp.; c'est-à-dire en ce qui les concerne qu'il s'agit probablement de Vraconien.

Le *Cénomanien* a été trouvé sur le chemin qui va de la route au Moralejo et sur le Camino del Pozo del Vilar à Estepa, sous le faciès de marnes et de marno-calcaires gris-bleu qui ont donné *Rotalipora appeninica*, *Rot. cushmani*, *Rot. globotrucannoides*, *Thalm. brotzeni*, *Planomalina buxtorfi* et *Globotruncana* sp. (formes primitives). Sur le Camino del Pozo del Vilar, des marnes et des marno-calcaires blanc-jaunâtre, très feuilletés renferment *Rot. turonica*, *Thalm. brotzeni*, *Globotruncannoides* sp., *Globotruncana* sp. (formes de petite taille), ce qui définit un niveau plus élevé dans le Cénomanien.

Turonien-Coniacien. — Le Camino del Pozo del Vilar à Estepa fournit une coupe qui va du Cénomanien sus-nommé au Campanien. Des marno-calcaires à pâte fine, très durs, y ont été trouvés en deux endroits et ont donné des lames minces riches : *Gumbelina* sp., *Globigerina* sp. (très abondante), *Globotruncana* sp. (formes bicarénées), débris d'Échinodermes. Selon J. Signal, cette association pourrait être du Turonien supérieur ou du Coniacien.

Santonien. — La suite de la coupe comporte des marno-calcaires rosâtres du Santonien inférieur à *Globotruncana concavata*, *Gl. lapparenti*, *Gl. fornicata*, *Gl. coronata* avec, en plus, de nombreuses Globigérines et Gumbelines et des prismes d'Inocérames. Avec le Santonien apparaissent des

faciès roses; au Sénonien supérieur marnes et marno-calcaires panachés de rouge et de blanc dominent. Ce Sénonien supérieur est très répandu dans la région d'Estepa.

Campanien. — Il existe au Sud d'Estepa dans l'ensellement entre El Cerro et la Sierra, au Camino del Pozo del Vilar. Près d'Estepa il renferme *Globotruncana linnei*, *Gl. coronata*, *Gl. sigali*, *Gl. angusticoronata*, *Gl. lapparenti*, *Gl. fornicata*, *Gl. arca*, *Gl. calcarata*, *Gl. tricarinata*, *Gl. stuartiformis*, *Gl.* cf. *elevata*, *Gl. caliciformis*, *Ataxogyroidina* sp., *Gumbelina plumellaræ*, *Stensioina labys*.

Le Maestrichtien est, lui aussi, présent au Sud d'Estepa ainsi que sur le chemin de la Salada à la limite de la 1/50 000, feuille au Osuna. Il a livré *Globotruncana contusa*, *Gl. stuarti*, *Gl. falsostuarti*, *Gl. incrassata*, *Gl. lamellosa*, *Bolivina incrassata*, *Pseudotextularia varians*.

En certains endroits, comme par exemple, immédiatement au Sud d'Estepa, le Sénonien repose directement sur le Malm noduleux rouge. Ailleurs, on trouve des lambeaux de Sénonien conservés seuls sur le Jurassique. Il semble donc qu'il y ait eu transgression du Sénonien. Ceci semble confirmé par la découverte dans des plaques minces dont la microfaune est attribuée avec doute au Crétacé terminal, de micro-galets à Calpionelles ou à Saccocomidés.

Les alentours d'Estepa fournissent donc la succession la plus complète qui soit connue du Crétacé subbétique. A la seule exception de l'Aptien non identifié, mais peut-être présent, tous les étages sont ici représentés sous un faciès pélagique ou bathyal à l'exclusion de tout terme néritique. Dans les quelques coupes du Sud-Est d'Estepa on constate la concordance des premiers niveaux du Crétacé avec les fausses brèches tithoniques, les deux formations revêtant un faciès pélagique. La continuité de la sédimentation pélagique dans la zone subbétique paraît donc bien établie de la fin du Jurassique à celle du Maestrichtien. Il est d'autant plus étrange de trouver dans les massifs jurassiques des lambeaux de Sénonien reposant directement sur le Malm. Inversement, la présence de micro-galets dans le Crétacé terminal implique le ravinement au moins local du Tithonique supérieur.

(1) M. Blumenthal, *Boletin del Instituto Geológico y minero de España*, 62, Madrid. 1949, p. 182.

(*Laboratoire de Géologie du Collège de France, Paris.*)

GÉOLOGIE. — *Remarques sur la stratigraphie et la paléontologie du bassin de Granada (Espagne).* Note de M. **Emiliano Aguirre**, présentée par M. Paul Fallot.

La révision des niveaux continentaux de la région d'Alfacar (bassin de Grenada) et la découverte récente d'une faune de Vertébrés dans les mêmes couches permettent de remettre en question l'équivalence de cette série avec celle d'Arenas del Rey.

Des séries continentales néogènes affleurent aux deux extrémités du bassin de Grenada, à l'extrémité Sud-Ouest (Arenas del Rey) et vers le Nord-Est (Alfacar). Leur corrélation, rendue difficile par suite des différences de style sédimentaire et à cause de l'absence de Vertébrés fossiles, avait été esquissée de la façon suivante [1] :

Arenas del Rey.	Alfacar.
Pliocène : Conglomérat	Conglomérat de l'Alhambra
Pontien : Calcaire lacustre d'Alhama	Calcaire lacustre et travertineux
Messinien ou Sarmatien : Lignite d'Arenas et gypse (La Malá)	Marnes à gypse et à lignite
Tortonien : « Block-formation » et conglomérat	Conglomérat (du Cimetière)

Nous avons été amené, à la suite de plusieurs découvertes de Vertébrés fossiles autour d'Alfacar, à reprendre la stratigraphie de cette région encore mal connue. La série y révèle la succession suivante :

a. Les niveaux continentaux débutent par un conglomérat dont les relations avec les couches marines sous-jacentes ne sont pas claires, mais comportent très probablement un contact anormal sur des marnes que couronnent la « Block-formation » près de Huétor-Santillán et Dúdar. Ce conglomérat affleure largement entre Huétor-Santillán et El Fargue, puis entre la vallée du Genil et Alfacar, avec des lits argileux ou limoneux interstratifiés qui semblent prendre de l'importance latéralement.

b. Au-dessus, reposent des argiles grises ou bleuâtres à gypse et à lignite, visibles au Sud, à l'Ouest et au Nord-Ouest de El Fargue (en bordure des rivières Hornillo, El Fargue, Beiro et San Jerónimo), surtout à l'Est du cimetière d'Alfacar (moulin de Manuel) et à l'Ouest du même (tejares de Jun et d'Alfacar) avec du gypse, lignite, quelques bancs limoneux. Argile rouge au sommet.

c. Le niveau suivant consiste surtout en une puissante masse de limons micacés, schisteux à la base. Près d'Alfacar : sables surmontés par du gypse avec quelques lits ligniteux et conglomératiques, puis limons et marnes gypseuses; du côté de Jun et Pulianas et route de Grenade à Guevéjar (Ouest), limons et sables fins alternant avec du gypse, au-dessus

desquels reposent des bancs argileux et des niveaux calcaires discontinus.

d. La série est couronnée, à l'Est de Güevéjar, en bordure de la Sierra, par des marnes et des calcaires travertineux, à fausses oolites, pisolitiques et conglomérats. Vers l'intérieur du bassin : sables, marnes abondantes et, au sommet, marno-calcaires et calcaires lacustres coquilliers, parfois pisolitiques. A la base, un banc d'argile a donné des oogones de *Chara* et quantité d'Ostracodes non encore étudiés.

L'affleurement est parcouru par un anticlinal asymétrique du Nord-Ouest au Sud-Est, mais dans la région septentrionale le plongement se fait constamment vers le Nord-Ouest.

Une masse détritique rouge : conglomérat, sables et argiles s'étale en discordance sur l'ensemble de la série (km 6 de la route de Güevéjar, Jun, El Fargue, vallée du Genil) qui plonge parfois fortement vers le Sud-Ouest ([2]). Ce dépôt est lui-même recouvert en discordance par deux formations quaternaires qui ravinent profondément les terrains antérieurs (jusqu'aux niveaux *a* et *b*) : le conglomérat de l'Alhambra ([3]) et le conglomérat de Calicasas et d'Albolote. Mais du côté de la Sierra de la Yedra et de Víznar, le Néogène est recouvert par des nappes alluviales bréchiques, fortement litées par endroits.

Les faunes de Vertébrés d'Alfacar et d'Arenas sont encore en cours d'étude, mais nous pouvons en donner une liste provisoire :

1. Arenas del Rey (marne et sable à lignite) : 1° Route de Fornes à Arenas : *Dipoïdes problematicus* Schloss., *Hipparion* sp. cf. *matthewi*, *Hipparion* sp., Cervidé, Chélonien; 2° Mine de lignite d'Arenas : *Dipoides problematicus*, *Hipparion mediterraneum concudense* Pirlot; 3° Route d'Arenas à Alhama : *Hipparion* sp. cf. *concudense*, *Hipparion* sp.

2. Alfacar (argile grise à gypse et à lignite) : 1° Cimetière d'Alfacar et Moulin de Manuel : Lagomorphe ?, *Pecora*, *Deinotherium* sp., *Trilophodon pentelicus minimus* Berg. et Crouz. ([4]), *Anancus arvernensis brevirostris* Gerv. et De Serr., *Pentalophodon sivalensis* Cault., Chélonien; 2° Tejares de Jun. : *Hipparion* sp., Cervidé; 3° Las Yeseras, Alfacar : Cervidé et Chélonien; 4° El Fargue, Granada : *Anancus* cf. *arvernensis* Crouz. et Job.; 5° Route de Granada à Víznar : Rongeur; 6° Cenes de la Vega : *Hipparion* sp., « *Rhinoceros* ».

Il y a des différences entre les couches continentales du Sud-Ouest et du Nord-Est du Bassin de Granada. Le conglomérat d'Alfacar avec ses lits d'argile rouge ravinés (régime alternant) est différent et supérieur à celui de Quéntar, à faune marine tortonienne : c'est celui-ci qui correspond à Escúzar (Sud-Oest). Le faciès de La Malá, à gypse, est concordant avec le Tortonien [Viennot ([1])] et le Pontien est discordant au-dessus : au contraire, le gypse d'Alfacar affecte un faciès de substitution au sein même des marnes et des argiles ligniteuses. Le gypse et les limons de Jun

et Pulianas, supérieurs à l'argile à gypse d'Alfacar, ont un faciès semblable à celui de La Malá; on ne saurait toutefois les comparer à ceux-ci, mais plutôt aux gypses supérieurs aux marnes d'Arenas. Le calcaire de Güevéjar a un aspect tout différent de celui d'Alhama qui réalise le type des « páramos » de Castille.

Deux hypothèses peuvent être envisagées :

1° Ou bien les couches argileuses à Vertébrés d'Alfacar correspondent aux marnes ligniteuses d'Arenas. La faune malacologique semble le confirmer. Or, les marnes d'Arenas sont comparables aux couches de Teruel, qui appartiennent au Pontien (*Hipparion* divers et *Dipoides problematicus*). Mais les argiles d'Alfacar ont donné des Proboscidiens plus évolués que ceux de Teruel (*Anancus arvernensis*, *Pentalophodon sivalensis*, et une forme naine de *Trilophodon pentelicus*).

2° Ou bien la faune d'Alfacar serait pliocène et il y aurait un important décalage entre les séries de part et d'autres du bassin. Il faudrait alors admettre à Alfacar une lacune stratigraphique correspondant au faciès lagunaire et au Pontien, et une activité sédimentaire développée au Pliocène, sans correspondant dans les parties Sud-Ouest. Un important mouvement de bascule aurait affecté l'ensemble du bassin de Granada du Pontien au Pliocène.

Laissant pour le moment de côté la question complexe des gypses du côté Sud-Ouest, et le détail de l'important conglomérat du niveau *a* ci-dessus, il me semble plus probable que le niveau *b* d'Alfacar correspond aux niveaux ligniteux d'Arenas. Cette interprétation demandera à être confirmée par de nouvelles données paléontologiques et sédimentologiques.

(1) M. Bertrand et W. Kilian, *Mission d'Andalousie*, *Ac. des Sc.*, 30, 1891, p. 377-579; P. Viennot, *Livre Jubilaire S. G. Fr.*, 2, 1930, p. 633-660; C. Sáenz, *Bol. R. Soc. Esp. H. Nat.*, 42, 1944, p. 500.

(2) E. Aguirre, *Ve Congr. Int. Inqua*, Madrid-Barcelona (sous presse).

(3) E. Aguirre, *Estudios Geologicos*, 13, 1957, p. 135-140.

(4) F. M. Bergounioux et F. Crouzel, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1580.

MÉTALLOGÉNIE. — *Découverte de l'étain dans les filons du djebel Salrhef* (*Maroc*). Note de M. **Henri Vincienne**, présentée par M. Paul Fallot.

Ces filons se trouvent dans la chaîne des Jebilet, qui se développe peu au Nord de Marrakech, avec une orientation Est-Ouest, entre la plaine de Ben Guérir (au Nord) et la dépression du Haouz (au Sud). On sait que cette chaîne, formée de Paléozoïque plissé à l'époque hercynienne selon un axe Nord-Nord-Est-Sud-Sud-Ouest, est considérée comme un pli de

fond anticlinal du domaine atlasique. Elle est essentiellement constituée par une série schisteuse redressée, vraisemblablement d'âge cambro-silurien, avec du Dévonien probable et un Viséen bien daté, qui se développe vers l'Est. Deux massifs granitiques hercyniens, l'un dit du Ber Ram Ram-Baméga, l'autre de Sidi Abd er Rahman, post-tectonique, y font naître deux minces auréoles de métamorphisme. Un troisième massif, qui se manifeste par de nombreux filons de pegmatite et par un intense métamorphisme du Viséen calcaire et schisteux, doit exister à faible profondeur dans la région de Sidi Bou Othmane. A l'Ouest de la route de Casablanca à Marrakech, apparaissent, en outre, des dykes et petits massifs de roches basiques, surtout de gabbros.

Le champ filonien s'étend au Sud du djebel Salrhef — ou Sarlhef —, constitué en grande partie par des gabbros, et comprend des filons Est-Ouest et d'autres à peu près Nord-Sud. La présente étude a porté sur trois de ces filons : 1° *le filon de Salrhef proprement dit*, Est-Ouest, reconnu sur 3 km, encaissé dans des schistes peu métamorphiques est en réalité composé de deux veines : l'une, épaisse de 1 m, rectiligne, postérieure, qui a fait l'objet de l'exploitation minière, l'autre, puissante de 1,50 à 2 m, se développant avec un tracé sinusoïdal de part et d'autre de la précédente et paraissant correspondre à un filon plus ancien rejeté par de petits accidents transversaux (travaux jusqu'au niveau — 70); 2° *le filon de Koudiat el Hamra*, 3 km au Sud-Ouest du précédent, orienté presque Nord-Sud, interstratifié dans les schistes avec un pendage à Koudiat de 45° vers l'Est, reconnu sur 200 à 300 m, épais de 0,30 m, au maximum (travaux jusqu'à 125 m de profondeur); 3° *le filon de Dra el Hamar*, 1 km au Nord du précédent et à l'Ouest du premier, orienté Est-Ouest, reconnu seulement en surface sur 200 m, encaissé dans des gabbros à ilménite.

La paragenèse du filon de Koudiat el Hamra est complexe, avec mispickel, pyrrhotine (transformée partiellement en melnikovite, pyrite, marcasite), blende, cuivre gris argentifère, chalcopyrite, plombs antimoniés, bournonite, galène, argents rouges (ces derniers reconnus récemment par M. Papon et moi-même), gangue de quartz, sidérose et dolomie, apatite accessoire. L'antimoine y joue un rôle important, de même que l'argent. La présence du nickel y a été constatée par la méthode des empreintes : il existe sous la forme de rare gersdorffite, mais paraît surtout lié à la melnikovite-pyrite. La paragenèse hypogène du filon de Dra el Hamar comprend la pyrrhotine, la pyrite, la chalcopyrite, la galène, réparties au sein des minerais oxydés; elle est surtout cuivreuse : c'est le seul filon Est-Ouest riche en cuivre. Quant au filon de Salrhef, sa paragenèse est beaucoup plus réduite que celle de Koudiat el Hamra. Si elle contient encore des traces de mispickel et de pyrrhotine, plutôt localisées dans la veine antérieure, elle montre surtout la melnikovite-pyrite, la blende, un peu

de chalcopyrite et la galène; la gangue est barytique à la partie supérieure, quartzeuse et carbonatée (sidérose et dolomie) plus bas; la blende noire et la galène affectent parfois des structures concrétionnées; le cuivre ne joue qu'un rôle accessoire et l'antimoine est inexistant.

C'est dans la paragenèse de Koudiat el Hamra que nous avons trouvé, sous le microscope, la *cassitérite*, localisée, soit dans le quartz, soit dans la chlorite associée au quartz, soit plus rarement dans le mispickel, qu'elle corrode. Dans le quartz, elle se présente en petites plages, plus ou moins corrodées et effilochées, parfois aussi en minces prismes allongés ou en feutrage de fines aiguilles. Dans la chlorite, elle est souvent en petits prismes quadratiques à fort relief. En section polie, ses réflexions internes trahissent une coloration brun jaune, parfois pâle et presque incolore; elle n'a pas de polychroïsme sensible; la présence de macles simples y a été observée. En lame mince, on peut constater que sa coloration peut être inégalement répartie dans le cristal. Enfin l'étain a été contrôlé par essais microchimiques, puis spectrographiques [1].

L'existence de l'étain a également été reconnue à Koudiat el Hamra sous la forme de rare *stannine*, soit en fines franges autour de certaines plages de blende, soit en minces veinules dans celle-ci, mais *toujours au contact de la sidérose ou au voisinage de ce contact*. La stannine peut y être accompagnée de cuivre gris ou de chalcopyrite. La finesse de la cristallisation rend la détermination délicate. Néanmoins la coloration beige un peu brunâtre est celle des stannines de référence et le pouvoir réflecteur est un peu inférieur à celui du cuivre gris. La polarisation, faible et difficile à voir, rapproche le minéral de la stannine « normale » de Vaulry. L'action de l'acide nitrique concentré donne une légère attaque avec enduits irisés. Enfin, l'isolement du minéral étant impossible, nous avons constaté l'existence de l'étain, par la microchimie, dans la blende à inclusions de stannine. Ce dernier minéral semble s'être séparé de blende ayant remplacé de la cassitérite lors de sa mise en place.

Ni à Salrhef, ni à Dra el Hamar, nous n'avons observé la cassitérite et la stannine. Mais deux essais microchimiques sur des blendes noires du filon de Salrhef, l'une en grandes cristallisations, l'autre en concrétions fibreuses, y ont mis en évidence l'existence de l'étain. D'autre part, un essai spectrographique, sur cette même blende fibreuse, a confirmé ce résultat et montré en outre l'existence de molybdène, souvent présent dans les paragenèses stannifères.

La présence de l'étain dans les filons du Salrhef permet de les rapporter génétiquement aux granites hercyniens du voisinage — non aux gabbros comme on aurait pu l'admettre — et de les considérer, au moins en partie, comme d'âge hercynien. C'est en particulier ce qui découle de l'étude du filon hypo à mésothermal de Koudiat el Hamra : orienté Nord-Sud, ce

filon est, par l'abondance du mispickel et de la pyrrhotine, par ses minéralisations sulfo-antimoniées, par la présence de la cassitérite, nettement différent des filons Est-Ouest et de température de formation franchement plus élevée. Quant aux filons Est-Ouest de Salrhef, ils sont de formation méso à épithermale, comme l'indiquent la rareté du mispickel, la présence de la barytine, l'existence de blende et de galène concrétionnées; mais dans l'état actuel de nos connaissances, ils pourraient sembler plus tardifs et résulter, ainsi qu'en témoignerait la blende noire concrétionnée stannifère, du remaniement de la minéralisation du filon Nord-Sud. En tout cas, si la minéralisation des filons Est-Ouest s'avérait contemporaine de celle des filons Nord-Sud, le fait poserait la question de l'âge des failles Est-Ouest parallèles aux failles bordières du pli de fond des Jebilet et ferait remonter la genèse de ces failles et l'ébauche du pli de fond au moins à la fin de l'orogénie hercynienne. Quant aux gabbros, comme celui de Dra el Hamar nettement influencé par la métallogénie du filon, ils seraient manifestement antérieurs aux granites hercyniens.

C'est la deuxième région du Maroc où l'on signale la présence de l'étain, la première étant celle d'Oulmès et du Ment dans le Maroc central. Cette découverte est à rapprocher de l'existence de minerais de tungstène et de molybdène, dans le voisinage immédiat, près de Sidi Bou Othmane et de Frag el Ma et, plus au Nord, dans les Rehamna, où j'ai notamment observé l'association du wolfram et de la scheelite avec le bismuth natif dans les filons de Sidi Bou Azzouz, près d'Oulad Hassine. Elle vient préciser les caractères de la « province métallogénique, surtout tungstifère, étroitement liée à la province pétrographique des granites hercyniens » du domaine atlasique [2].

(1) Les essais microchimiques ont été effectués par M. Tabouret, Ingénieur civil des Mines; les essais spectrographiques, par M. Landais.

(2) J. Agard et F. Permingeat, *Service géol. Maroc*, *Notes et Mémoires*, n° 87, chap. 1, 1952, p. 17-44.

(Laboratoire de Géologie appliquée de l'École des Mines de Paris.)

PALÉONTOLOGIE. — *Sur l'attribution du* Distichoplax biserialis (*Dietrich*) *Pia aux Ptérobranches* (Rhabdopleura). Note de Mme **Paul Lemoine**, présentée par M. Paul Fallot.

Distichoplax biserialis considéré par des paléobotanistes comme une algue calcaire (mélobésiée ou siphonée) est très certainement un Ptérobranche du genre *Rhabdopleura* Allman déjà connu à l'Éocène inférieur (*Rhabdopleura eocenica* Thomas et Davis).

Distichoplax biserialis (Dietrich) Pia est un fossile très caractéristique de l'Éocène inférieur dans de nombreuses régions et très facile à identifier au premier coup d'œil en plaques minces; à ce double titre il est fort intéressant; or sa position systématique est restée incertaine.

Observé par Trauth (1918), placé parmi les algues calcaires et dans le genre *Lithothamnium* par Dietrich [1], il en fut retiré par Pia qui créa pour lui le genre *Distichoplax* [2]. En l'absence d'organes reproducteurs J. Pia et G. F. Elliott [3], indécis sur la place à lui attribuer dans une famille connue, le considèrent cependant comme une algue.

Ayant eu l'occasion de l'observer depuis 1933, mélangé à des Corallinacées, il ne m'a jamais semblé qu'il puisse s'agir d'une algue calcaire. Je l'ai étudié d'abord dans des plaques minces de Louis Mengaud de l'Yprésien-Lutétien inférieur de Roiz (Santander), puis je l'ai retrouvé dans celles de Henri Douvillé de l'Yprésien ou Lutétien de Gan (B.-P.), de Buxtorf du Thanétien de Montardit (Ariège), et récemment, dans des plaques de M. J. Hilly, de l'Edough (Nord-Constantinois, Algérie) et de M. P. Fallot de l'Éocène inférieur du Rif septentrional marocain [figurés par M. M. Durand Delga [4]]. Ses divers aspects sont identiques aux figures et descriptions données par J. Pia et G. F. Elliott et auparavant par Dietrich.

1. Il se présente sous l'aspect de fragments de tiges de moins de 150 μ de diamètre, la longueur maximum observée est 1,4 mm (par J. Pia, 2 mm). Au centre est un axe médian foncé très nettement marqué, légèrement sinueux, d'une épaisseur variable (jusqu'à 25 μ); de part et d'autre, deux rangées de pseudo-cellules dont les cloisons obliques atteignent l'axe en réalisant souvent un aspect en chevron. Ces cellules mesurent 40 à 70 μ entre le bord et l'axe; leur largeur est de 20 à 40 μ, jusqu'à 55 μ. L'axe peut présenter sur son parcours une tendance au décollement et même se diviser en deux branches divergentes, chacune entraînant avec elle une des deux rangées de cellules. Enfin, dans leur partie externe les cellules peuvent contenir des sortes de logettes ovales de 55 × 30 μ; la marge, souvent floue, peut être bordée par des sortes de cellules de 15 à 25 μ de haut.

2. Dans d'autres cas l'aspect est différent. Les cloisons des cellules sont plus irrégulières et sont perpendiculaires à un axe mince dont le tracé est en zig-zag; les cellules ont la même longueur que précédemment 35 à 55 μ, mais beaucoup plus étroites : 10 à 15 μ.

3. Enfin d'autres coupes ne montrent que des cellules ovales; et il peut exister un aspect intermédiaire entre le 2 et le 3.

Un même fragment peut présenter successivement les aspects 1 et 2 et il apparaît évident qu'ils dépendent de l'orientation de la section. Pia a proposé une reconstitution de cet organisme [(2), *fig.* 8] comme une mince feuille libre qui, repliée et vue dans le sens de la longueur, puis de la largeur, offrirait ces deux aspects (*fig.* 6 et 7).

Par suite de l'absence de coupes de forme circulaire, Pia a éliminé les algues en forme de tige et indiqué quelque similitude avec les *Lithoporella*, Mélobésiées monostromatiques, adhérentes, rarement fructifiées à l'état fossile dont les cellules ont des dimensions voisines; mais leurs cloisons ne sont jamais obliques; en supposant qu'un *Lithoporella* soit devenu libre et bistromatique, les cloisons, moins rigides, auraient été perpendiculaires à l'axe et ce dernier n'aurait pas été aussi épais que dans *D. biserialis*.

J'ai donc cherché dans différents groupes zoologiques la place du *D. biserialis* sans aucun succès, jusqu'à ce que M. Cl. Delamare-Deboutteville m'ait aiguillée vers les Ptérobranches et le genre *Rhabdopleura* Allman.

D'après la description donnée par Waterlot ([5]) et la figure de Dawydoff [([6]), *fig.* 1, p. 460], les *Rhabdopleuridæ* forment une cœnécie dont le test chitineux est flexible et élastique; la cœnécie est constituée par un tube principal rampant de 100 μ de diamètre, qui se ramifie et donne naissance aux zoécies contenant les zooïdes. Ce tube contient un stolon de 25 à 30 μ de diamètre dont la gaine à parois minces est fortement pigmentée. La paroi de ces tubes rampants est constituée de segments fusiformes dont les extrémités aiguës, coupées en biseau, s'agencent pour former deux lignes suturales longitudinales en zig-zag, structure spéciale aux Ptérobranches et aux Graptolithes (embranchement des Stomocordés).

Ce que nous observons à l'état fossile dans le *D. biserialis*, ce sont, le plus souvent (1er cas), les fragments du tube principal de la cœnécie avec son stolon noir qui apparaît comme un axe épais; les pseudo-cellules sont les segments des parois du tube chitineux vu, non pas en surface, mais en coupe. Dans le deuxième cas, la coupe est plus tangentielle, le stolon noir n'est plus visible, seuls apparaissent les segments avec la suture en zig-zag. Dans le troisième cas, les cellules ovales représentent encore un autre aspect de la structure fusellaire, sans que la suture soit visible.

La ressemblance de *D. biserialis* avec les *Diplograptus* a frappé ceux qui l'ont observé; mais la présence du stolon noir place *D. biserialis* parmi les *Rhabdopleuridæ* représentés actuellement par le seul genre *Rhabdopleura*, largement répandu. Or, ce genre a été découvert en 1949 à l'état fossile à la fois dans le Maestrichtien-Danien de Pologne par Kozlowski ([7]) et dans l'Yprésien du Hampshire en Angleterre par Thomas et Davis ([8]).

En Pologne, Kozlowski a observé dans les carottes d'un sondage, sur une épaisseur de sédiments de 60 m, des restes abondants dans lesquels il a reconnu : 1° des tubes zoïdaux entiers qu'il a pu isoler en dissolvant la gangue; 2° des tubes rampants contenant les stolons; 3° plus abondamment, des stolons nus auxquels étaient souvent fixés des kystes de bourgeons. En Angleterre, Thomas et Davis ont figuré, conservées par la pyrite de fer, toutes les parties des cœnécies (tubes rampants « creeping stems » et tubes zoïdaux) observé les sutures des segments

de la paroi des tubes rampants (plus nettes que celles des actuels), ainsi que des parties adhérentes des tubes zoïdaux; ils ont vu le stolon (pectocaulus) isolé (*pl.* II, *fig.* 4 et *fig.* texte 4), sa ramification et sa relation avec les tubes rampants. Ils l'ont nommé *Rhabdopleura eocenica.*

Distichoplax biserialis et *Rhabdopleura eocenica*, tous deux de l'Éocène inférieur, paraissent très voisins sinon identiques. Cependant il est sans doute prématuré de conclure à leur complète ressemblance. *D. biserialis* a été figuré sous les mêmes aspects par Trauth, Dietrich, Pia, Elliot et Durand Delga, et a toujours été vu en plaques minces, tandis que *Rh. eocenica* et *Rhabdopleura* sp. de Pologne, ont été observés en individus entiers et non en plaques minces.

Quant à *Distichoplax uniseriale* Pfender et Schneegans (9) que j'ai observé dans cinq gisements, associé au *D. biserialis*, il m'a paru en être seulement des fragments et non une espèce spéciale.

Il est souhaitable que les géologues recherchent *Distichoplax biserialis* qui leur rendra les plus grands services par sa localisation dans l'Éocène inférieur et, en l'isolant de la gangue, le comparent au *Rhabdopleura eocenica* Th. et Dav.

Par la découverte récente d'un *Cephalodiscus* par MM. Abrard, Dollfus et Soyer (10) dans l'Éocène du bassin de Paris, les deux ordres de Ptérobranches : les *Rhabdopleuridæ* et les *Cephalodiscidæ*, sont à présent connus à l'état fossile en France.

(1) Dietrich *in* Sven Hedin, *Eine Routenaufnahmen durch Ostpersien*, 2, 3, 1927, p. 459, *pl.* II, *fig.* 1.
(2) Pia, *Vest. Stat. Geol. Ust. Cesko Rep.*, 10, nos 1, 2, 1934, p. 14.
(3) Elliott, *Microp.*, 2, 1956, p. 327, *pl.* II, *fig.* 1.
(4) Fallot, Durand Delga et Magné, *Notas Inst. Geol. y Miñ. España*, 1957, no 48.
(5) Waterlot *in* Piveteau, *Traité de Paléontologie*, III, 1953, p. 963, *fig.* 1.
(6) Dawydoff *in* Grassé, *Tr. zoologie*, 11, 1948, p. 454-489, *fig.* 80.
(7) Kozlowski, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1505.
(8) Thomas et Davis, *Abstr. Proceed. Geol. Soc.*, no 1450, 1949, p. 79 et *Bull. Br. Mus. Nat. Hist. Geol.*, 1, no 1, 1949, p. 1-4, *fig.* texte 3, *pl.* 1.
(9) Pfender et Schneegans, *C. R. Som. Soc. Géol. Fr.*, 1949, p. 91.
(10) Abrard, Dollfus et Soyer, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, (5), 20, p. 51, *pl.* III.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Régime thermique au voisinage d'un filon hydrothermal.* Note (*) de M. **Pierre Laffitte**, présentée par M. René Perrin.

Dans une roche homogène où la chaleur se transmet par conduction, où les coefficients moyens de conductivité K et de diffusivité k des roches ne dépendent pas de la température, la température V en un point M (x, y, z) au temps t satisfait à l'équation

$$k\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)=\frac{\partial V}{\partial t}.$$

Elle est déterminée par les conditions aux limites et les conditions initiales.

Prenons des conditions schématisant le cas d'un filon plan vertical parcouru par un fluide chaud ascendant, encaissé dans une roche homogène où, initialement, existe un gradient géothermique normal. Le schéma ne sera pas valable au voisinage de la zone d'alimentation du filon ($z = z_0$) ni au voisinage de la surface topographique ($z = 0$). En outre les filons ayant toujours une extension horizontale limitée, le schéma n'est pas valable pour (y) en valeur absolue supérieur à y_0. [*fig.* 1]. Le même schéma permet d'étudier le régime thermique au voisinage de microfailles (métasomatose de fissuration de Korjinski).

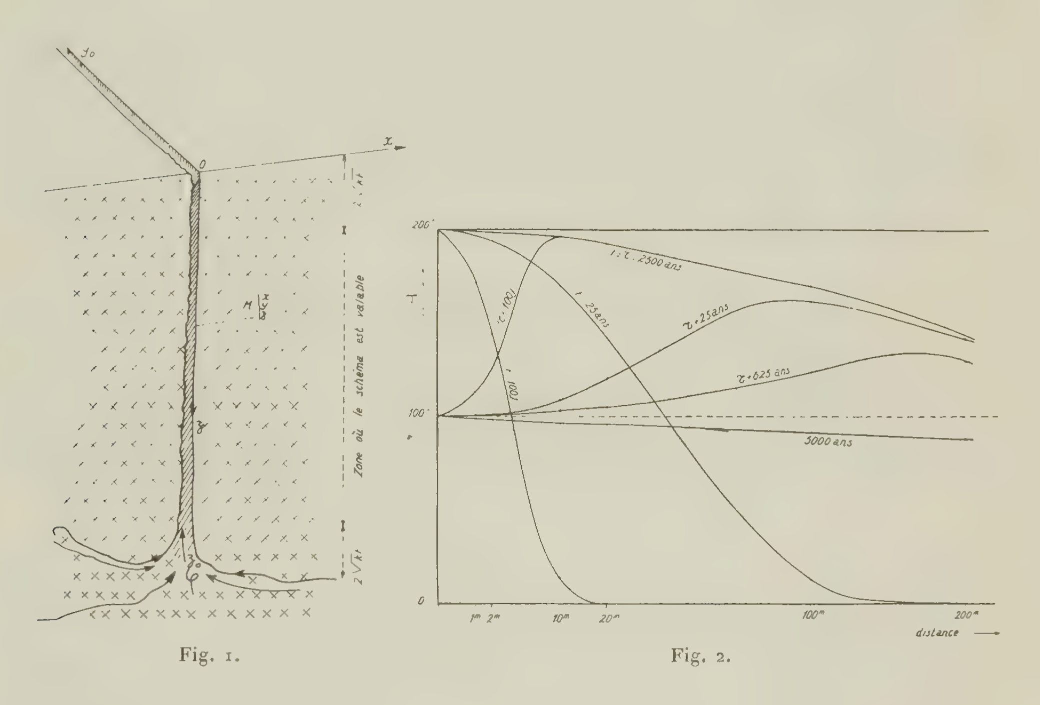


Fig. 1. Fig. 2.

Nous supposons que la paroi du filon $x = 0$ est maintenue, par le fluide qui se refroidit légèrement, à la température constante et croissant avec la profondeur : $V_1 + \mu_1 z$. Nous aurons $V(x, y, z, 0) = V_0 + \lambda z$; $V(0, y, z, t) = V_1 + \mu_1 z$. Posons $T_1 = V_1 - V_0 + (\mu_1 - \lambda) z$.

Régime thermique dans les épontes et les dépôts filoniens. — L'augmentation de température en un point $M(x, y, z)$ au temps t est

$$\varphi = T_1 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{x}{2\sqrt{kt}}}^{\infty} e^{-u^2}\, du. \tag{1}$$

Si la température $V(0, y, z, t)$ est égale à $V_1 + \mu_1 z$ entre les temps $t = 0$ et $t = \tau$ et à $V_2 + \mu_2 z$ pour $t > \tau$, nous aurons avec les notations correspondantes

$$\varphi = T_1 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{x}{2\sqrt{kt}}}^{\infty} e^{-u^2}\, du + (T_2 - T_1) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{x}{2\sqrt{k(t-\tau)}}}^{\infty} e^{-u^2}\, du. \tag{2}$$

La valeur $2\sqrt{kt}$, homogène à une longueur caractérise en quelque sorte la distance d'in-

fluence. Pour $x = 2\sqrt{kt}$, l'échauffement est de 15 % de la valeur en $x = 0$; à une distance double, l'échauffement est de 0,04 %. Pour $t = 1000$ ans, $2\sqrt{kt} = 500$ mètres, pour $t = 1$ jour, $2\sqrt{kt} = 0{,}8$ m si $k = 8{,}02$ cm²/s.

La figure 2 (même valeur de k; $\tau = 2\,500$ ans; $T_1 = 200°$; $T_2 = 100°$) donne la valeur de l'échauffement dans la roche encaissante en fonction de la distance x au filon pour diverses valeurs du temps.

L'histoire thermique effective en un point d'un filon est mal connue. Il semble néanmoins qu'au cours de la croissance d'un minéral ou du dépôt d'une séquence paragénétique, la température s'abaisse.

Ceci suppose soit que le débit de fluide hydrothermal décroisse plus vite que φ_l, soit que la température d'origine des fluides s'abaisse. Or, le régime des eaux thermales, en général stable assez longtemps, varie parfois brutalement. Si, à la suite d'un mouvement tectonique, un circuit de fluide hydrothermal est remplacé par un autre à température moins élevée, nous aurons après un régime transitoire de durée très faible (quelques jours) des conditions voisines de celles régies par l'équation (2).

Dans l'interaction entre filon et roches encaissantes, il peut donc exister (*fig* 2) des périodes assez longues où le gradient thermique est inversé, sur une distance de l'ordre de l'hectomètre. Des diffusions (Effet Ludwig-Soret) et même une certaine percolation se produiront. Des études de laboratoire du type de celles de R. Euler et E. Hellner [1] et surtout des études de terrain sont indispensables pour en examiner l'importance.

Régime thermique dans le fluide. — Nous négligerons les phénomènes thermiques dus au laminage et au dépôt de corps transportés et admettrons que la perte de chaleur par conduction dans les épontes constitue la seule cause de variation de température du fluide. Avec les conditions imposées cette perte vaut $KT_1/\sqrt{\pi k t}$ par centimètre carré.

Nous noterons par φ le débit du fluide, C sa capacité calorifique, H le coefficient de conductivité de surface entre fluide et roche.

— La température du fluide diffère de la température de l'éponte d'une quantité négligeable $\left[(K/H)\left(T_1/\sqrt{\pi k t}\right)\right]$ dès que t dépasse 1 jour.

— Si le débit reste égal à $2K(T_1/C\lambda\sqrt{\pi k t} = \varphi_l$, le gradient vertical de température dans le fluide filonien reste égal au gradient géothermique. Notons que des conditions initiales voisines du schéma théorique pourront effectivement être réalisées (débit initial important lors de l'ouverture d'une faille thermale).

Ce débit φ_l correspond par mètre de longueur de filon selon Oy à un débit de 1,8 l/sec, 100 jours après l'instant initial; 0,054 l/sec pour $t = 300$ ans [en prenant $K = 0{,}01$ cal/s/°/cm; $k = 0{,}02$ cm²/s; $\lambda = 3.10^{-4}$°/cm; $C = 1$ cal/g; $V_0 = V_0 + 200$]°.

Si le débit et la température d'alimentation $V_1 + \mu_1 z_0$ du fluide restaient constants, la température en un point du filon s'élèverait progressivement jusqu'à une valeur voisine de $V_1 + \mu_1 z_0$.

On admet généralement que c'est surtout le refroidissement des fluides hydrothermaux qui provoque, par suite de la baisse de solubilité de corps

dissous, les dépôts filoniens hydrothermaux. On admet aussi, parfois implicitement, que la « zonation hydrothermale d'Emmons » est une zonation thermique. Or, les débits de très nombreuses sources thermales actuelles sont supérieures aux valeurs φ_l qui correspondent à un refroidissement de l'ordre de 30° par kilomètre de montée verticale. On peut donc en conclure :

1° dans de nombreux cas, le refroidissement des fluides hydrothermaux au cours de leur ascension est très faible. La chute de température n'est pas la cause principale du dépôt des minerais et de leur gangue ;

2° le fait que la zonation verticale soit plus rare que la zonation horizontale peut aisément s'expliquer ; en bout de filon (pour $y > y_0$ avec les notations adoptées) le refroidissement est plus rapide ;

3° dans l'interprétation géologique des mesures de solubilité effectuées en laboratoire, (par exemple, études de Kennedy ou de Wyart sur la solubilité de la silice), il faut tenir le plus grand compte des variations de solubilité avec la pression.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) *Geoch. Cosm. Acta*, 3, 1958, p. 220.

PHYSIQUE DU SOL. — *Desséchement du sol et évolution des profils hydriques.* Note (*) de MM. **Marc Hallaire** et **Stéphane Hénin**, présentée par M. Charles Maurain.

Dans une précédente Note (1) nous avons montré que l'application des équations de diffusion à la circulation de l'eau dans le sol était soumise à restrictions et nécessitait en particulier la définition d'un potentiel efficace, distinct du potentiel capillaire tel qu'on mesure ordinairement ce dernier en fonction du taux d'humidité H.

Il ne nous a pas paru possible *a priori* d'établir un critère permettant d'évaluer ce potentiel. Aussi sommes-nous repartis de l'expérience suivante : Une série de cylindres à fond clos, remplis de terre à la même humidité initiale H_0, sont soumis à une même évaporation E(mm/jour), constante, mais durant des temps t variables.

On peut évaluer par simples pesées des cylindres, les quantités d'eau évaporées Et(mm). De plus, retirant de temps en temps des cylindres de l'expérience, on peut déterminer tranche par tranche, l'humidité H (eau pour cent de terre sèche) de la terre dans chacun d'eux. La succession des profils hydriques ainsi obtenus fournit tous les éléments caractérisant la dynamique de l'eau, c'est-à-dire : débit q(mm/jour), gradient d'humidité dH/dz, variation d'humidité dans le temps dH/dt pour chaque profondeur.

En premier lieu l'expérience montre qu'à un niveau z, et sous l'effet d'une

évaporation constante, la variation de l'humidité dans le temps demeure elle-même sensiblement constante :

$$\frac{dH}{dt} = \rho(z) = \text{Cte}.$$

On constate d'autre part que ρ varie avec la profondeur suivant la relation :

$$\rho = \rho_0 \exp(-az)$$

tout au moins si le sol est pulvérulent. On verra plus loin comment il convient de corriger cette relation si le sol est cohérent.

Le débit au niveau z en millimètres par jour est alors donné par la relation suivante (σ représentant la densité apparente du sol sec) :

(1) $$q(z) = \int_z^\infty \left(-\frac{\sigma}{10}\frac{dH}{dt}\right)dz = -\frac{\sigma\rho_0}{10a}\exp(-az).$$

Pour $z = 0$, c'est-à-dire en surface, le débit q n'est autre que l'évaporation E. Il vient donc

(1′) $$E = -\frac{\sigma\rho_0}{10a}, \qquad \text{d'où} \qquad q(z) = E\exp(-az).$$

La variation d'humidité dH/dt s'écrit maintenant :

(2) $$\frac{dH}{dt} = -\frac{10aEt}{\sigma}\exp(-az),$$

équation qui met en évidence le rôle de l'évaporation dans la vitesse de dessèchement. L'intégration de cette équation donne enfin l'humidité H au temps t et au niveau z :

(3) $$H_0 - H = \frac{10aE_t}{\sigma}\exp(-az).$$

On peut à présent calculer les différents termes de la formule de diffusion :

(4) $$q(z) = \Lambda\frac{dH}{dz}.$$

En utilisant la valeur du débit $q(z)$ donnée par (1′) et celle de dH/dz tirée de (3) on constate que

(5) $$\Lambda = \frac{\sigma}{10a^2t}.$$

Ce résultat peut d'ailleurs être vérifié directement. Si l'on considère deux profils hydriques déterminés à deux moments successifs, de façon à pouvoir évaluer les débits à toute profondeur et si l'on porte sur un graphique les valeurs du débit q aux différents niveaux z en fonction des gradients dH/dz correspondants, les points obtenus s'alignent sur une droite passant par l'origine. Pour une succession de profils hydriques, on obtient toujours de telles droites mais le coefficient angulaire décroit avec le temps t conformément à l'équation (5). Ce résultat est évidemment contraire à la théorie classique

selon laquelle A ne devrait pas dépendre de la durée de l'expérience. La formule de diffusion (4) se trouve infirmée à nouveau.

On notera que le coefficient a, de par sa position dans le terme $\exp(-az)$, est l'inverse d'une longueur. Or lorsque a tend vers zéro, le terme $\exp(-az)$ tend vers 1, le taux de séssèchement $dH/dt = 10\,aE/\sigma \exp(-az)$ s'annule en même temps que a. Mais ce phénomène de circulation sans déssèchement répond à l'image du déplacement d'une colonne d'eau continue et théoriquement infinie dans un tube capillaire qui évaporerait par son ménisque supérieur. La quantité $1/a$ peut ainsi être assimilée à la longueur des films liquides, valeur qui exprime d'ailleurs la quantité et la qualité des contacts dont semblait dépendre le potentiel efficace.

Dans le cas d'un sol cohérent, c'est-à-dire normalement tassé et ayant une humidité initiale Ho suffisamment élevée, on obtient dans le système de coordonnées $(q, dH/dz)$ un faisceau analogue de droites mais celles-ci coupent l'axe des débits en un point d'ordonnées q'_0. Ce résultat, d'ailleurs observé par E. C. Childs sur le sol en place ([2]) résulte de ce qu'en sol cohérent, la courbe de variation de ρ avec z, soit Γ, s'écarte de la courbe exponentielle Γ' au dessous d'une certaine profondeur z_1, faisant apparaître une diminution du coefficient a.

En effet si l'on désigne par β la surface comprise entre Γ et Γ', surface qui correspond à la quantité d'eau transportée sous forme de films de plus en plus longs, le calcul montre que la relation entre le débit q et le gradient dH/dz devient

$$q = \frac{\sigma}{10a^2 t}\frac{dH}{dz} + q'_0 \qquad \left(q'_0 = \frac{\beta\sigma}{10}\right),$$

ce qui traduit bien le fait expérimental trouvé.

On doit souligner que les résultats rapportés ci-dessus ne font pas ressortir le détail du mécanisme de la circulation. On aboutit seulement à une certaine loi de distribution du déficit en eau en fonction de la profondeur. Le profil hydrique, tout en restant sous la dépendance d'un phénomène de succion que traduit le terme E dans la formule (2), est entièrement déterminé par la structure du milieu exprimée par le terme $\exp(-az)$ et en particulier par la continuité des films d'eau représentée par a. Il s'ensuit que l'étude de l'évolution de l'eau en milieu non saturé doit être poursuivie en tenant compte non seulement de la structure du sol mais aussi de l'humidité initiale H_0, dont dépend la continuité du réseau liquide. Enfin le desséchement d'une couche sèche à travers une couche plus humide, signalé dans une précédente Note ([1]) devient conforme à une certaine logique du phénomène de desséchement; il traduit simplement la continuité des films de la couche supérieure humide à la couche inférieure plus sèche.

(*) Séance du 31 mars 1958.

([1]) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1720.

([2]) E. C. Childs, *The journal of agr. Science*, 26, 1936, p. 114.

MÉTÉOROLOGIE. — *Courant-jets et front polaire*. Note (*) de MM. **Jean Bessemoulin** et **André Viaut**, présentée par M. Pierre Lejay.

On a montré (¹) que les équations générales du mouvement de l'air conduisaient, en raisonnant sur un globe uniforme et poli, pour une atmosphère de gaz parfait et en adoptant une loi méridienne de variation de la température en $\cos^2\varphi$ (φ, latitude), à l'existence d'un canal de vent fort ceinturant le globe à une certaine latitude et présentant certaines des caractéristiques essentielles d'un courant-jet (« jet stream ») planétaire.

Outre qu'à son stade actuel, cette théorie du jet stream ne met pas clairement en évidence le fait que les courants-jets s'observent très généralement à un niveau intermédiaire entre celui de la tropopause polaire et celui de la tropopause tropicale, l'examen des cartes quotidiennes de vent en altitude nous amène à penser que l'image d'un « jet-stream » ceinturant le globe à une certaine latitude (variable avec la saison) correspond à un schéma par trop « planétaire ». Dans la réalité, on observe en effet que le ruban de vents forts en altitude, loin d'être établi selon un parallèle, dessine au contraire des méandres fortement accusés dont l'amplitude atteint fréquemment 10 à 20° de latitude; de plus, ces vents forts ne constituent pas une ceinture continue autour du globe mais se présentent sous forme de bandes de 500 à 800 km de large, de 3 à 5 km d'épaisseur et de plusieurs milliers de kilomètres de longueur.

De même que le front polaire ne se présente pas sous la forme d'une « cloison », continue tout autour du globe, entre l'air polaire et l'air tropical, l'image d'un jet-stream constituant un anneau autour de notre planète ne correspond pas à la réalité quotidienne. Tout au plus risque-t-elle d'apparaître sur des moyennes. Ce rapprochement entre « jet-stream » et front polaire n'est pas fortuit, car il existe une étroite relation entre ces deux entités.

Proposons-nous en effet de calculer le gradient vertical de la vitesse du vent d'après les équations du mouvement de l'air. Il est commode pour effectuer ce calcul de prendre la pression p comme coordonnée verticale, au lieu de l'altitude z.

Considérons l'équation du vent géostrophique (accélérations négligeables) :

$$2\vec{\omega}\wedge\vec{V} = g\vec{\nabla}_p z,$$

où

$\vec{\omega}$ = vecteur rotation de la Terre;

$\vec{V}$, vent géostrophique (horizontal);

g, accélération de la pesanteur;

$\overrightarrow{\nabla_p z}$, gradient d'altitude (pente) de la surface isobare p.

En dérivant par rapport à p sur une verticale (x, y constants), on a

$$2\vec{\omega} \wedge \frac{\partial \vec{V}}{\partial p} = g \nabla_p \frac{\partial z}{\partial p}.$$

Considérant l'air atmosphérique comme un gaz parfait ($p = \mathrm{RT}\rho$) en équilibre hydrostatique ($\partial p/\partial z = \rho g$), on obtient

$$2\vec{\omega} \wedge \frac{\partial \vec{V}}{\partial p} = -\frac{\mathrm{R}}{p} \overrightarrow{\nabla_p \mathrm{T}},$$

où $\overrightarrow{\nabla_p \mathrm{T}}$ est le gradient de température sur la surface isobare p.

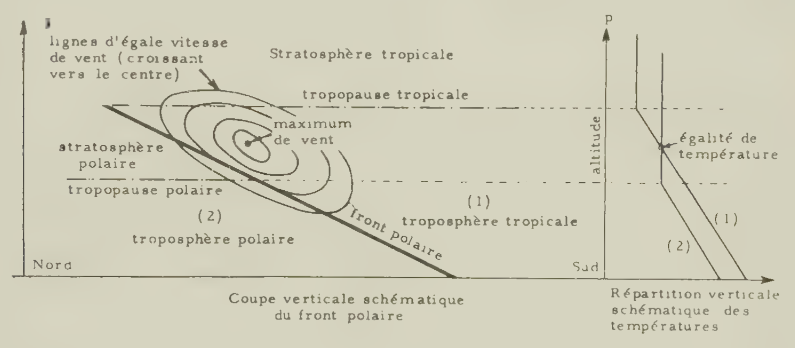


Fig. 1.

Cette formule, qui relie le gradient vertical du vent : $\partial \mathrm{V}/\partial p$ au gradient isobare de température $\overrightarrow{\nabla_p \mathrm{T}}$ (très proche du gradient horizontal puisque les surfaces isobares sont quasi horizontales), montre que la croissance du vent en altitude $\left(-\partial \vec{\mathrm{V}}/\partial p\right)$ est d'autant plus grande que le gradient isobare de température $\left(\overrightarrow{\nabla_p \mathrm{T}}\right)$ est plus fort ; elle montre également que le maximum de vent est atteint au niveau où le gradient isobare de température s'annule.

On en déduit immédiatement que les régions du globe où l'on observera des vents forts en altitude sont celles qui correspondent aux plus forts gradients horizontaux de température. C'est donc le long des grands fronts et en particulier au voisinage du front polaire qu'on doit s'attendre à trouver les vents en altitude les plus forts, ce qui établit la liaison entre fronts (en particulier fronts polaires) et courants-jets (jet-stream). Comme le front polaire est discontinu : il y a en réalité plusieurs fronts polaires, le « jet-stream » est discontinu : il y a plusieurs courant-jets.

La figure 1 donne une coupe schématique du front polaire ; on a représenté sur la partie droite de cette figure un sondage-type de température dans l'air tropical [1] et dans l'air polaire [2].

Très généralement ces deux sondages sont disposés comme sur la figure 1 ;

on voit que le gradient horizontal de température s'annule à un niveau compris entre les tropopauses polaire et tropicale. C'est donc à ce niveau que s'observe le maximum de vent, d'où la règle :

L'axe du courant-jet (jet-stream) se trouve au niveau où la température de la troposphère tropicale est égale à la température de la stratosphère polaire.

La figure 2 donne une coupe réelle de courant-jet sur les îles britanniques et le Nord de la France le 4 avril 1954 à 15 h T. U. [1]; les lignes continues représentent les isocinètes du vent cotées en kilomètres par heure et les lignes en trait interrompu : les isothermes.

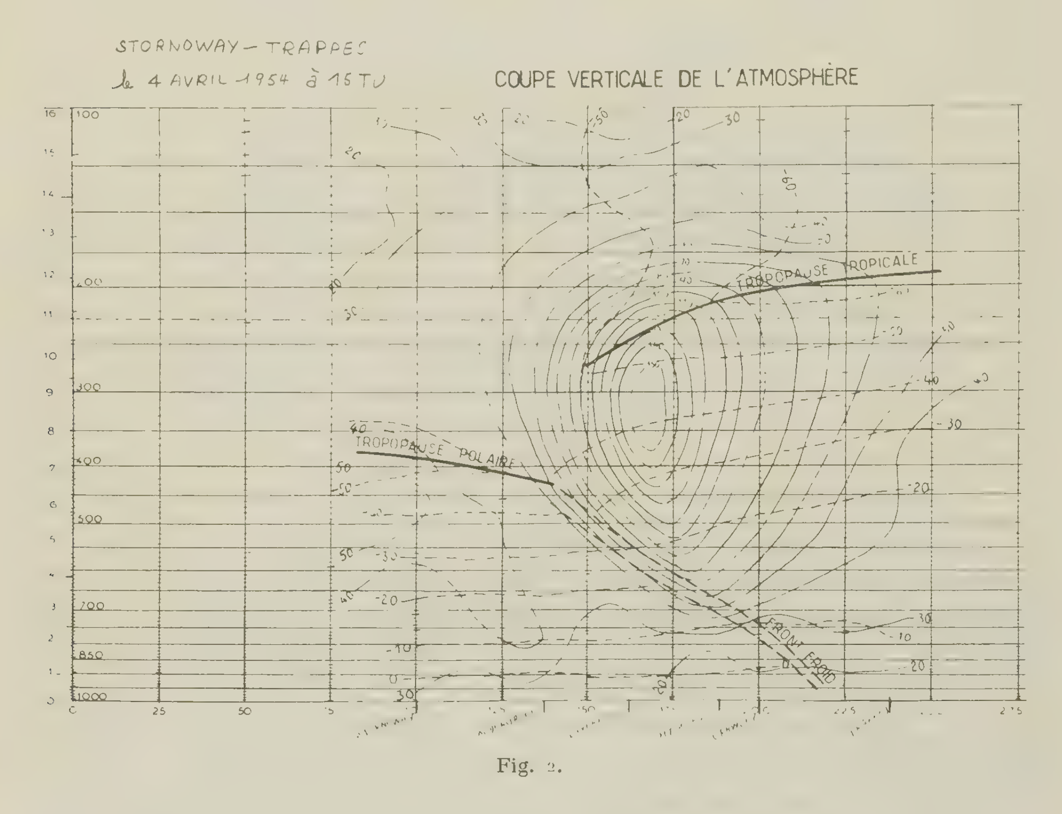


Fig. 2.

La stratosphère polaire a une température de l'ordre de — 45° ; on voit que c'est bien la température qui règne au niveau du courant-jet dans l'air tropical.

L'étroite corrélation entre les fronts polaires et les courants-jets explique aisément que le « jet-stream » corresponde au maximum de précipitations (pluie ou neige), puisqu'on sait par ailleurs que les systèmes nuageux qui se développent le long des fronts (en particulier des fronts polaires) sont responsables de la majeure partie des précipitations.

En résumé, cette étude schématique montre que le « jet-stream » se présente comme un élément des perturbations plutôt que comme un élément de la circulation générale de l'atmosphère, dans la mesure évidemment où cette remarque s'applique également au front polaire.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) G. Dedebant, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1435.

(2) Doc. Météorologie Nationale (M. Berenger).

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Nouvelles observations sur l'appareil de Golgi dans les cellules des Végétaux vasculaires.* Note (*) de M. **Roger Buvat**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

L'observation d'un grand nombre de dictyosomes dans les cellules des Végétaux vasculaires fournit quelques indications sur leur comportement : morphologiquement insensibles à la différenciation, ils sont disséminés dans tout le cytoplasme, ne manifestent qu'une faible polarité, et peuvent se diviser par constriction de leurs saccules.

Soupçonnée par Porter en 1956 (1), l'existence de l'appareil de Golgi dans les cellules des Végétaux supérieurs a été démontrée dans une précédente Note (2).

Depuis cette première Note, la microscopie électronique nous a permis de retrouver les structures caractéristiques des dictyosomes dans les diverses cellules de Végétaux vasculaires que nous avons étudiées. D'autres publications ont d'ailleurs confirmé la présence de ces structures chez les Plantes supérieures [Perner (3)] et chez les Algues [Rouiller et Fauré-Frémiet (4), Chardar et Rouiller (5)].

Ces derniers auteurs donnent des descriptions très claires de la structure des dictyosomes, qui paraît très semblable à celle que, avec nos collaborateurs, nous avons maintenant observée maintes fois dans nos matériels : méristèmes radiculaires d'*Allium cepa*, de *Triticum sativum*, de *Phajus Wallichi* et de *Lens culinaris*, points végétatifs de *Chrysanthemum segetum*, ébauches foliaires et méristèmes apicaux d'*Elodea canadensis.*

Les *dictyosomes* de ces végétaux sont constitués de piles de saccules aplatis formant, en profils, des structures lamellaires deux à deux réunies aux extrémités par un contour plus ou moins dilaté (*fig.* 1). La longueur assez uniforme de ces profils, *lorsqu'ils se présentent en lamelles serrées et régulières*, laissent penser que les saccules sont sensiblement isodiamétriques.

Aux extrémités des profils se voient ordinairement des renflements en ampoules et des constrictions qui suggèrent l'émission, par les bords du dictyosome, de granules ou de vésicules à contenu plus clair que leur paroi. Ce fait est confirmé par les sections tangentielles à ces bords, qui montrent un amoncellement de tels granules vésiculeux (*fig.* 4).

D'autres dictyosomes ont leurs extrémités beaucoup plus dilatées, sous formes d'ampoules dans lesquelles la préparation n'a rien conservé, et qui ressemblent à des vacuoles (*fig.* 5 et 6).

Ces divers aspects ont été décrits, notamment par Perner [3]. Ils sont tout aussi semblables à ceux qui ont été minutieusement observés dans les cellules des Vertébrés [*voir* notamment F. Haguenau et W. Bernhard [6]].

L'identification de ces dictyosomes ne laisse donc pas de doute, mais il nous paraît utile de résumer ici des observations récentes et de les comparer plus étroitement à l'appareil de Golgi des cellules animales.

1° Dans les cellules animales, l'appareil de Golgi, plus ou moins étendu, est généralement localisé dans une partie du protoplasme, sur un côté du noyau.

Cette localisation cytologique ne se retrouve pas dans les cellules végétales où les dictyosomes sont souvent isolés et disséminés dans tout le cytoplasme.

2° De plus, on les trouve non seulement dans les cellules méristématiques mais aussi dans les cellules différenciées, où ni leur structure ni leurs dimensions ne sont notablement modifiées, comme A. Lance l'a précédemment remarqué [7]. La différenciation cellulaire, et notamment l'hydratation qui la caractérise, ne modifient donc pas les structures golgiennes. C'est un argument suggestif du fait que leur rôle doit être recherché dans la physiologie générale de la cellule plutôt que dans le fonctionnement spécial en rapport avec la différenciation et la spécificité cellulaires.

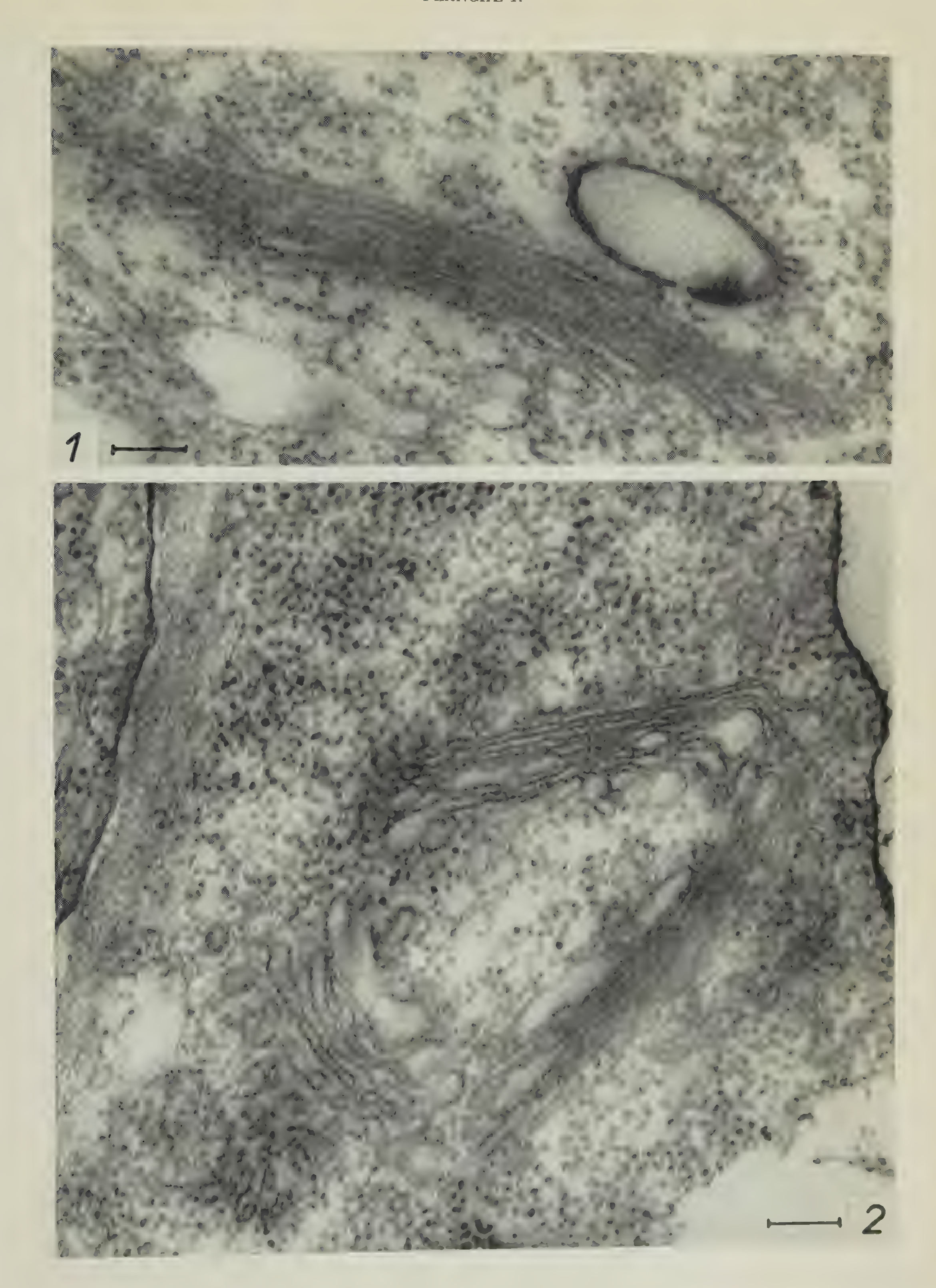
3° Les plus longs profils de dictyosomes que nous ayons observés sont généralement ceux qui manifestent, sous forme d'émission de vésicules ou de pseudo-vacuoles, le moins d'activité (*fig.* 1).

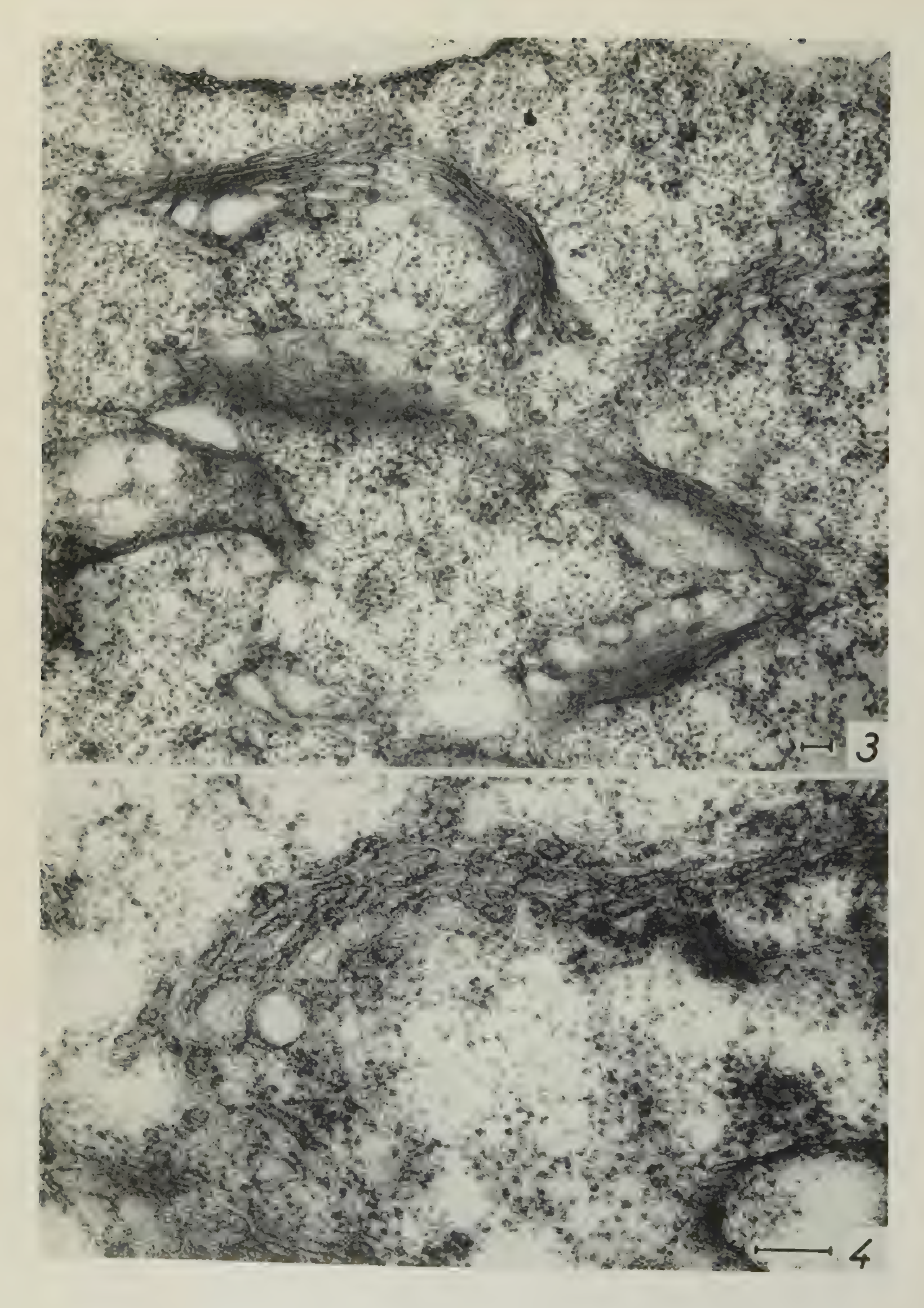
4° Au contraire, certains dictyosomes, assez réduits dans leur portion *régulièrement lamellaire*, semblent se transformer en grande partie en ampoules dilatées, à contenu de plus en plus clair (ou, si l'on veut, de plus en plus « vides » en apparence sur les préparations). La membrane limitante de ces ampoules devient également de plus en plus ténue (*fig.* 5 et 6). Remarquons qu'il ne nous a pourtant jamais été donné de constater leur transformation en véritables vacuoles, au sens de la Cytologie classique. Ces dernières ont une origine autre, elles proviennent de l'ergastoplasme [8].

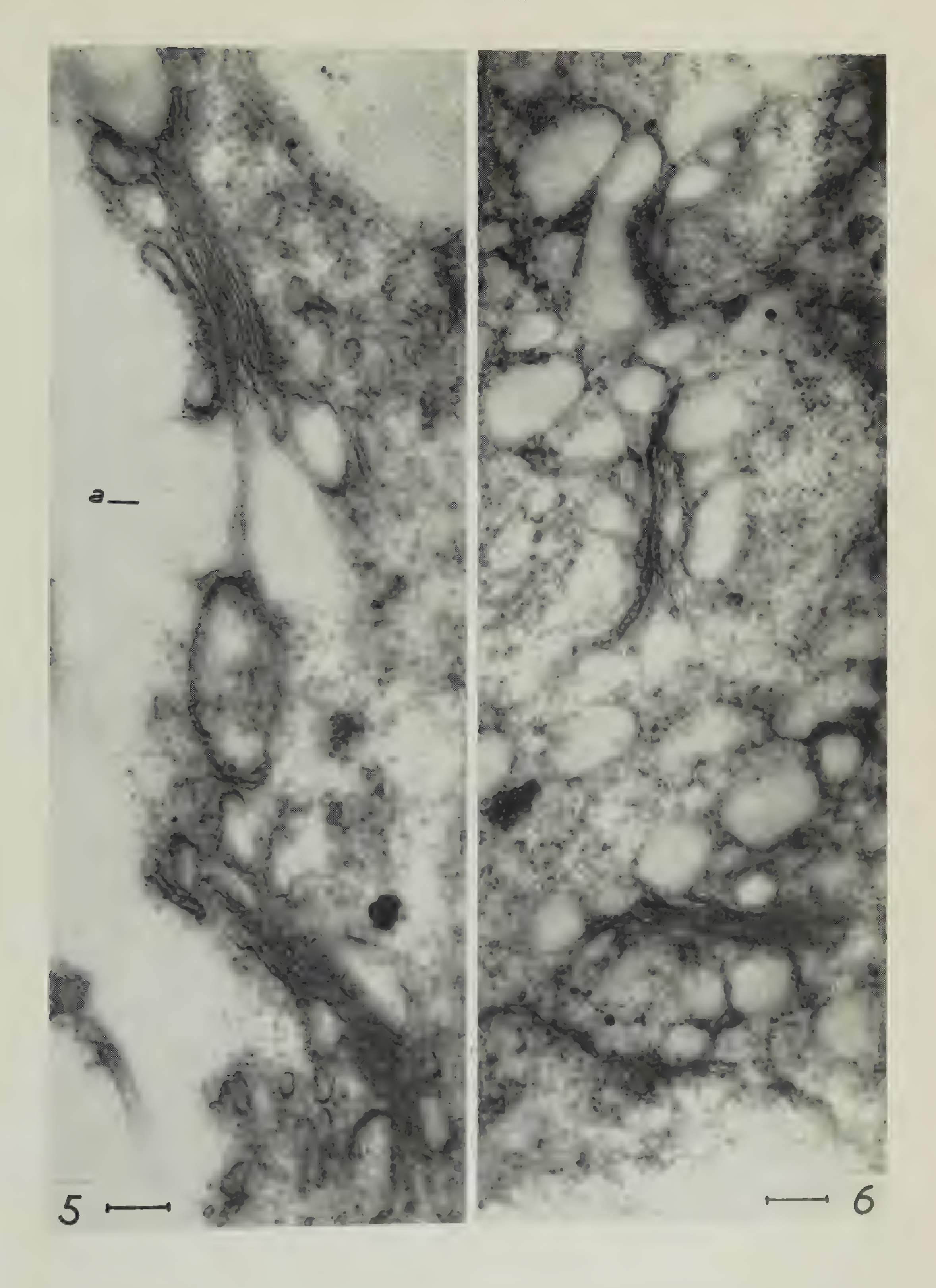
5° Si les dictyosomes peuvent être disséminés dans tout le cytoplasme, on observe parfois des dispositions, en arcs, en lignes brisées (*fig.* 3), et plus rarement en cercles (*fig.* 2), qui suggèrent une origine commune à l'ensemble. Il est possible que les vésicules émises par le bord d'un élément s'accroissent en constituant un second dictyosome (*fig.* 2), mais d'autres figures montrent qu'un dictyosome peut se scinder en deux par constriction des saccules (*fig.* 7).

Des images remarquables de multiplication des dictyosomes ont été récemment publiées par P.-P. Grassé [9] à propos de Zooflagellés. Leur

PLANCHE I.




3
4


a
5
6


7

interprétation, différente de la constriction que nous alléguons ici, s'explique par une autre différence sur laquelle nous terminerons.

6° Les résultats de P.-P. Grassé démontrent en effet un caractère fondamental des dictyosomes des cellules flagellées : la polarité. Le nombre considérable des saccules, leur genèse aux pôles voisins des filaments parabasaux ou du centrosome et leur transformation en substance « chromophobes » au pôle opposé, les distinguent des dictyosomes somatiques des Vertébrés où la polarité lorsqu'elle est manifeste, demeure plus discrète.

A cet égard, les dictyosomes disséminés des cellules végétales rappellent beaucoup plus ceux des cellules somatiques des Vertébrés que ceux des cellules flagellées, fortement polarisées en rapport avec la cinétide, étudiés par P.-P. Grassé et ses collaborateurs. L'identité structurale des éléments constitutifs des dictyosomes n'en subsiste pas moins.

Explication des figures.

Toutes concernent les ébauches foliaires d'*Elodea canadensis*.
Le trait noir, en regard des numéros, représente 0,1 μ.

Fig. 1. — Profil de dictyosome de type long et condensé, presque dépourvu de vésicules terminales (× 120 000).

Fig. 2. — Groupe de trois dictyosomes, profils disposés en triangle. Les angles de droite et du bas de la figure suggèrent que ces éléments résultent de la division d'un dictyosome préexistant (× 120 000).

Fig. 3. — Aire cytoplasmique renfermant les profils de six dictyosomes. La disposition des deux supérieurs et celle des trois inférieurs suggère leur origine à partir de dictyosomes préexistants. La disposition terminale et unilatérale des vésicules claires manifeste une polarité discrète (× 50 000).

Fig. 4. — Section passant par les bords de deux dictyosomes, et montrant la dissociation marginale des saccules en vésicules, la plupart très petites, quelques-unes renflées en ampoules (× 120 000).

Fig. 5. — Deux dictyosomes, séparés par un scalp mitochondrien. On y voit le gonflement des bords des saccules, sous forme d'ampoules dont la paroi devient très fine (× 100 000).

Fig. 6. — Aire cytoplasmique criblée de vésicules dont la plupart sont visiblement produites par les deux dictyosomes sectionnés dont la polarité est pratiquement effacée. D'autres se trouvaient dans le voisinage (× 100 000).

Fig. 7. — Quatre dictyosomes rapprochés, dont les deux médians montrent encore une symétrie suggérant qu'ils résultent de la division récente, par étranglement des saccules, d'un dictyosome préexistant (× 120 000).

(*) Séance du 31 mars 1958.
(1) *Harvey Lectures*, **51**, 1957, p. 175-228.
(2) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1401.
(3) *Naturwissenschaften*, **44**, 1957, p. 336.
(4) *Exp. Cell. Res.*, **14**, 1958, p. 47-67.
(5) *Rev. Cyt. et Biol. végét.*, **18**, 1957, p. 153-178.
(6) *Arch. Anat. Micr.*, **44**, 1955, p. 27-55.

(7) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 352.
(8) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 350.
(9) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1278.

(*Laboratoire de Botanique de l'École Normale Supérieure*).

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Existe-t-il une fermentation citramalique dans le vin?* Note de M. **Jules Carles**, Mlle **Marie Lamazou-Betbeder** et Mme **Renée Pech**, présentée par M. Raoul Combes.

Parmi les acides secondaires du vin, l'un des plus abondants et des plus réguliers est l'acide citramalique qui paraît être le produit d'une décarboxylation de l'acide citrique, parallèle à celle qui transforme l'acide malique en acide lactique dans la fermentation malolactique.

Le vin est une solution d'acides organiques relativement concentrée puisque son pH atteint ou même dépasse 3. Cette acidité est due pour la plus grande partie aux acides provenant du raisin, les acides tartrique et malique, qui peuvent représenter chacun de 20 à 50 % de l'acidité organique totale et l'acide citrique qui n'en représente que 1 à 5 %; à ces acides se sont ajoutés ou substitués grâce à la fermentation, les acides succinique et lactique, sans oublier un acide volatil, l'acide acétique.

Avec ces acides, nous sommes donc renseignés sur la presque totalité de l'acidité, mais il ne faudrait pas croire que nous connaissons tous les acides car, pour ne parler que des acides fixes, la liste de ceux qu'on rencontre dans le vin dépasse la vingtaine.

Étant donnée leur faible abondance, ces acides secondaires ont assez longtemps échappé aux recherches, et même la chromatographie sur papier à double dimension en révèle directement assez peu, car l'abondance des acides malique et tartrique empêche d'atteindre une concentration suffisante pour que les taches de ces acides soient discernables. Il est nécessaire de faire précéder la chromatographie sur papier par une chromatographie préalable sur colonne avec collecteur de fractions.

Notre étude porte sur différents types de vins de Gaillac ou de Fronton. Après passage du vin sur une colonne échangeuse de cations qui retient les acides aminés, les acides organiques sont fixés sur une colonne échangeuse d'anions, élués, concentrés et placés sur une nouvelle colonne échangeuse d'anions d'où ils sont élués suivant la technique de Busch (1) légèrement modifiée, et recueillis au collecteur de fractions. La chromatographie sur papier est alors effectuée sur les fractions obtenues suivant une technique récemment mise au point (2).

Les cinq acides organiques fixes principaux, les acides tartrique, malique, citrique, succinique et lactique, sont trop connus (3) pour que nous en parlions.

A côté d'eux, nous trouvons certains acides que nous appellerons accidentels, par exemple l'acide mandélique, abondant dans les raisins provenant du cépage Mauzac : dans le moût, il représente jusqu'à 5 % de l'ensemble des acides, mais il diminue dans le vin où il tombe au-dessous de 2 %.

Parmi les acides qu'on trouve assez régulièrement dans les vins, nous avons déjà signalé l'acide quinique ([4]) généralement considéré comme le premier échelon de la synthèse des corps aromatiques; il n'est jamais très abondant, mais il l'est suffisamment pour apparaître assez souvent jusque sur les chromatogrammes directs. L'acide shikimique l'est beaucoup moins, mais nous avons pu le mettre en évidence dans quelques vins nouveaux.

L'acide pyrrolidone-carboxylique est toujours présent, en très faible quantité d'ailleurs, sans doute, comme nous l'avons dit ailleurs ([4]) terme de passage dans la dégradation de la proline.

Les acides glycolique et glycérique, relativement abondants dans le raisin et le moût, diminuent et deviennent indiscernables lorsque diminuent les glucides.

Plus abondant que ces acides et se situant juste après les cinq principaux, nous trouvons, sur tous les chromatogrammes, l'acide citramalique dont le taux, assez peu inférieur à celui de l'acide citrique, serait d'environ 2 % du total des acides organiques.

Cet acide dont le Rf en milieu alcalin est identique à celui de l'acide succinique, tandis qu'en milieu acide il se situe à mi-chemin entre celui-ci et l'acide malique (Rg : 50 et 110) ([2]), a déjà été trouvé dans un certain nombre de plantes. Plusieurs voies ont été proposées pour expliquer son origine, des voies synthétiques, soit à partir de l'acide pyruvique qui, grâce à la coenzyme A, s'unirait à l'acide acétique, soit à partir de l'acide propionique qui s'unirait à l'acide glyoxylique ([5]).

Bien que la présence de ces acides dans le vin puisse rendre ces hypothèses vraisemblables, il nous semble plus probable que l'acide citramalique tire son origine de l'acide citrique par simple décarboxylation. De telles décarboxylations ont lieu dans le vin : les plus importantes sont celles de l'acide glutamique qui donne naissance à l'acide γ-aminobutyrique, et surtout celle de l'acide malique qui donne naissance à l'acide lactique; cette dernière décarboxylation a reçu le nom de fermentation malolactique. Il existerait donc, dans le vin, à côté de la fermentation malolactique, une fermentation citramalique

$$\begin{array}{l} CH_2—COOH \\ | \\ HCOH—COOH \end{array} \rightarrow \begin{array}{l} CH_3 \\ | \\ HCOH—COOH \end{array} \qquad \begin{array}{l} CH_2—COOH \\ | \\ COH—COOH \\ | \\ CH_2—COOH \end{array} \rightarrow \begin{array}{l} CH_3 \\ | \\ COH—COOH \\ | \\ CH_2—COOH \end{array}$$

Acide malique. Acide lactique. Acide citrique. Acide citramalique.

Cette fermentation aurait moins d'importance en œnologie que la fermentation malolactique par suite de la moindre abondance de l'acide citrique. Cet acide disparaîtrait donc du vin en fournissant, par décarboxylation, de l'acide citramalique qui pourrait fournir à son tour une molécule d'acide pyruvique et une d'acide acétique.

Quelques premiers essais ont été faits pour essayer d'élucider ce problème d'origine de l'acide citramalique, et nous avons ajouté à divers types de vins, soit de l'acide citrique, soit de l'acide pyruvique, soit de l'acide propionique. La quantité d'acide citramalique a augmenté, très légèrement d'ailleurs, après addition de 2 ‰ d'acide citrique à du vin de Gaillac en pleine fermentation malolactique. Les bactéries des deux fermentations seraient-elles les mêmes ? C'est possible, bien que ces deux fermentations ne se fassent pas en même temps : l'essentiel de la fermentation citramalique est contemporaine de la fermentation alcoolique, tandis que la fermentation malolactique peut se faire attendre un certain temps. Et cependant, même dans le moût à peine fermenté, dès qu'apparaît l'acide succinique, apparaissent quelques traces d'acide citramalique et d'acide lactique. La seconde décarboxylation, la fermentation malolactique, ne serait-elle que la recrudescence d'une première fermentation décarboxylante qui se serait produite pendant la fermentation alcoolique et à laquelle nous devrions un peu d'acide lactique et la plus grande partie de l'acide citramalique ? ou bien la petite quantité d'acide lactique, apparue avant la fermentation malo-lactique proprement dite, proviendrait-elle directement des glucides par l'intermédiaire de levures ou de bactéries ? ([3]). Il est difficile de se prononcer, surtout aussi longtemps que nous ne savons pas amorcer à volonté la fermentation malolactique.

Quoi qu'il en soit, lorsque le raisin cesse de vivre et de respirer, le cycle citrique cesse de fonctionner, laissant subsister trois acides, qui peuvent d'ailleurs se former, le succinique surtout, en dehors du cycle citrique, l'acide malique, l'acide citrique et l'acide succinique. Parmi les autres acides de ce cycle, l'acide fumarique est encore relativement abondant dans certains vins nouveaux, mais nous n'avons trouvé une légère trace d'acide aconitique que dans quelques moûts. Tandis que l'acide succinique est assez stable, l'acide malique et l'acide citrique se décarboxylent plus ou moins vite, diminuant d'autant l'acidité des vins.

([1]) H. Busch, R. B. Hurlbert et Van R. Porter, *J. Biol. Chem.*, **196**, 1952, p. 717.
([2]) J. Carles, A. Schneider et A. M. Lacoste, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, **40**, 1, 1958, p. 221.
([3]) L. Genevois et J. Ribereau-Gayon, *Le vin*, Hermann, Paris, 1947.
([4]) J. Carles, M. Lamazou-Betbeder et R. Pech, *Comptes rendus*, **246**, 1958, p. 1254.
([5]) R. M. Zacharius, J. K. Pollard et F. C. Steward, *J. Amer. Chem. Soc.*, **76**, 1954, p. 1961; N. Grobbelaar, J. K. Pollard et F. C. Steward, *Nature*, **175**, 1955, p. 703.

(*Laboratoire de Physiologie végétale de l'Institut Catholique de Toulouse.*)

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur les distinctions analytiques entre essence de lavande et essence de lavandin.* Note (*) de M. **Yves-René Naves**, présentée par M. René Fabre.

L'essence de lavande et l'essence de lavandin sont distinguées par leurs teneurs en cinéole et par leurs teneurs en camphre en utilisant, selon le cas, la spectrographie infrarouge, la dispersion du pouvoir rotatoire, la chromatographie de vapeurs.

Le lavandin (*Lavandula hybrida* Reverchon), produit du croisement de la lavande et de l'aspic, livre des essences que la race, l'habitat, le climat, les parasitismes et la maladie, l'époque et le mode de la distillation, etc., diversifient à l'extrême.

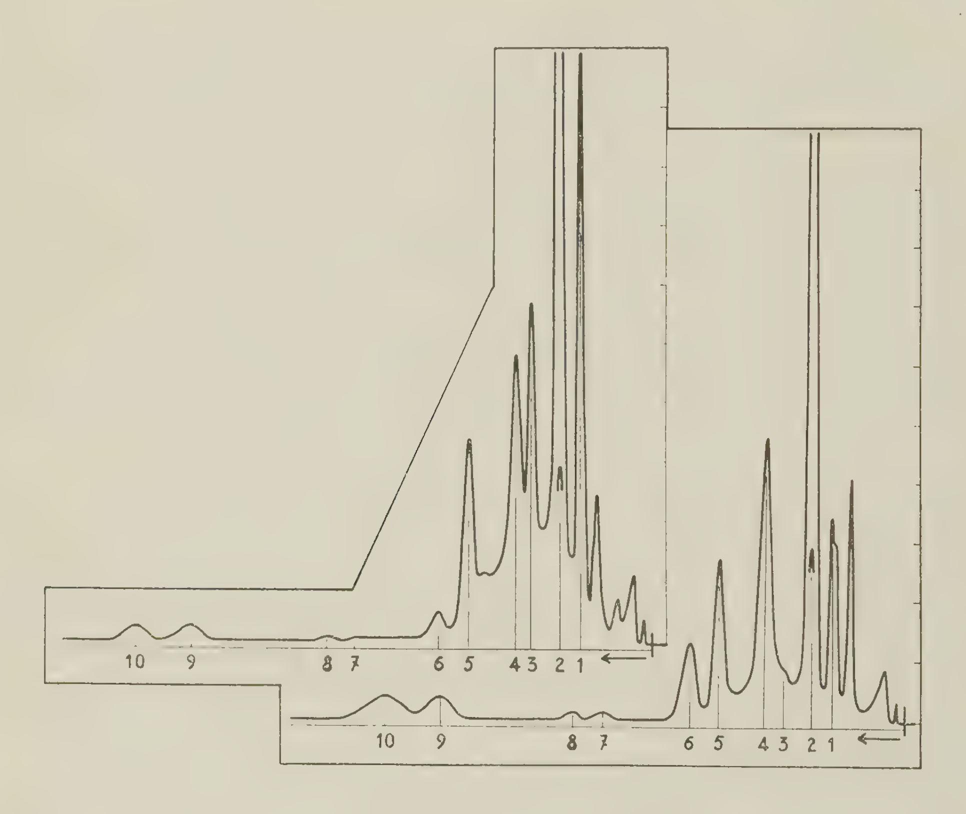
L'essence de lavande et l'essence de lavandin officinales sont parfaitement distinguées par l'ensemble de leurs caractères analytiques banaux; toutefois, si l'on fait abstraction de caractères organoleptiques d'ailleurs fortement subjectifs, on ne saurait omettre de considérer qu'il existe parmi les essences de lavandin non officinales de nombreux lots présentant les caractères de l'essence de lavande, susceptibles d'être confondus avec cette dernière. Une distinction certaine entre essence de lavande et essence de lavandin, soustraite à tout jugement olfactif contestable, est d'autant plus désirable que la production de ces essences, en particulier de celle de lavandin, se développe hors de France et introduit dans le commerce des produits improprement désignés, souvent mélangés, et hautement dommageables pour la réputation acquise à l'essence de lavande par le travail séculaire des habitants de nos Alpes et des Cévennes.

Tandis que l'essence de lavande ne renferme que des traces de cinéole et de (+)-camphre, l'essence de lavandin en contient des proportions plus ou moins fortes [(1) à (5)]. Cross, Gunn et Stevens ont montré récemment (6) que le cinéole peut être estimé par spectrographie infrarouge d'après l'absorption de 1085 cm^{-1} en servant à une différenciation nette. Sans sous-estimer l'intérêt de cette technique, nous lui préférons l'usage de l'absorption de 1054 cm^{-1}, mieux détachée des absorptions dépeignant à la fois essence de lavandin et essence de lavande, et plus intense.

Cependant, c'est la présence de (+)-camphre dans l'essence de lavandin qui nous permet les meilleures distinctions par le recours à d'autres techniques de l'analyse instrumentale moderne.

J'ai cru pouvoir utiliser avec un grand avantage les altérations que subit le pouvoir rotatoire du camphre lorsqu'on compare les deux essences dans divers solvants (1), (2), (7), (9). Cette méthode, dont l'application n'a pas été suffisamment étendue, est, certes, de moindre profit que l'étude de la dispersion rotatoire en fonction de la longueur d'onde (1), (4), (8), (9).

Avec B. Angla j'ai démontré que cette étude, limitée à l'usage de polarimètres dans le visible, distingue avec une grande netteté essence de lavande et essence de lavandin ([8]). Or, l'emploi de spectropolarimètres dans l'ultraviolet permet d'accroître la sensibilité dans la diagnose des coupages d'essences et d'accéder au domaine microanalytique; ainsi, l'emploi de l'appareil de Rudolph ([10]). En effet, le camphre se singularise, à l'égard des autres constituants de l'essence de lavandin et de ceux de l'essence de lavande, par la très forte dispersion (effet Cotton) qu'il développe aux environs de 290-300 mμ. En solvant apolaire (hexane, cyclohexane, iso-octane), l'écart entre pouvoirs rotatoires spécifiques pour des longueurs d'onde d'environ 275 et 320 mμ est de l'ordre de 4 500° ([11]) et l'on peut, dans le cas le moins avantagé, ainsi qu'il résulte de nos mesures, reconnaître des proportions de camphre supérieures à 0,3-0,4 %.



Toutefois, c'est à l'usage de la chromatographie de vapeurs que vont nos préférences. Nous avons utilisé le chromatographe type 26.201 de la « Consolidated Electrodynamics Corporation », que nous avons muni d'un tube d'absorbant de 180 cm de longueur et de 0,45 cm de diamètre rempli de la charge référencée C de la « Perkin-Elmer Corporation ». Le débit d'hydrogène, mesuré à la sortie à la pression atmosphérique, a été de 30 ml/mn. Le catharomètre a été alimenté à 9 V et se trouvait relié

à un enregistreur donnant le parcours d'échelle pour 3 mV en 0,5 s. L'injection a été de 1 à 2 μl, la température de 160° C, le temps d'analyse de moins de 35 mn. Les temps de rétention apparente de plusieurs des constituants de l'essence de lavande et de lavandin ont été évalués par l'addition à l'essence du constituant en cause, les conditions chromatographiques pouvant varier légèrement d'une opération à l'autre. Il semble que le pic attribué au camphre caractérise ce constituant seul.

Ces identifications sont les suivantes : 1, linalol; 2, acétate de linalyle; 3, camphre; 4, bornéol et α-terpinéol; 5, géraniol; 6, acétate de bornyle; 7, acétate de terpényle; 8, acétate de géranyle. Le passage de l'acétate de linalyle a été enregistré à l'échelle de 9 mV au lieu de 3 mV.

Le chromatogramme de droite est celui d'une essence de lavande de la région de Sisteron, celui de gauche décrit une essence de lavandin du type Abrial de la région de Riez (Basses-Alpes). La démonstration de la présence du camphre dans l'essence de lavandin est frappante. Pour toutes les essences de lavandin que nous avons examinées, le pic du camphre surmonte celui, voisin, du bornéol et de l'α-terpinéol, tandis que chez les essences de lavande il est au plus à peine marqué, sinon traduit par une faible inflexion au pied du pic voisin. Nous avons pu reconnaître l'addition de 0,25 % de camphre à une essence de lavande.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) B. Angla et Y. R. Naves, *Ann. Chim. Anal.*, [3], 23, 1941, p. 203.

(2) Y. R. Naves, *Fette u. Seifen*, 49, 1942, p. 187.

(3) J. Sfiras et E. Vanderstreek, *Parfümerie*, 1, 1943, p. 235.

(4) G. Igolen, *Thèse*, Aix-Marseille, 1944, p. 65.

(5) Y. R. Naves, *Helv. Chim. Acta*, 28, 1945, p. 1220-1231.

(6) A. H. J. Cross, A. H. Gunn et S. G. E. Stevens, *J. Pharmacy and Pharmacology*, 9, 1957, p. 841.

(7) Y. R. Naves, *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 570.

(8) Y. R. Naves et B. Angla, *Ann. Chim. Anal.*, [3], 27, 1945, p. 168.

(9) Y. R. Naves, *Perfumery Record*, 37, 1946, p. 195; *Soap and San. Chemicals*, 22, 1946, p. 40.

(10) Rudolph, *J. Opt. Soc. Amer.*, 45, 1955, p. 50; *Cf.* Brandt et coll., *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 5037.

(11) *Cf.* T. M. Lowry et H. K. Gore, *Proc. Roy. Soc. London*, A 135, 1932, p. 13.

(Laboratoires de Recherches et des Mesures physiques, à Vernier-Genève, Suisse.)

PHYSIOLOGIE. — *Mécanisme de l'action des rayons X sur la trypsine. Modification de la constante de Michaelis.* Note (*) de M. **Bernard Magnan de Bornier** (1), présentée par M. Léon Binet.

L'irradiation de solution de trypsine par les rayons X provoque une diminution de l'affinité de l'enzyme pour le substrat; cette diminution se traduisant par une augmentation de la constante de Michaelis. Ce qui suggère l'hypothèse que l'inactivation résulte d'une altération des sites réactionnels actifs de la surface de l'enzyme.

On sait que, au cours d'une réaction enzymatique, l'enzyme E et le substrat S s'unissent l'un à l'autre par des liaisons définies qui se développent entre des groupes chimiques donnés du substrat et des sites réactionnels complémentaires situés à la surface de la protéine enzymatique. Par ailleurs, on sait aussi que les rayons X agissent indirectement sur la trypsine (2) par l'intermédiaire de radicaux libres $H^{\bullet}$ et $OH^{\bullet}$ susceptibles de réagir chimiquement avec l'enzyme.

Dès lors, se pose la question de savoir si ces radicaux libres n'exercent pas leurs actions sur les sites réactionnels de l'enzyme, en diminuant l'affinité de l'enzyme pour le substrat.

Le but de ce travail est précisément de montrer, que l'irradiation diminue l'affinité de l'enzyme pour le substrat, caractérisée par son inverse, la constante de Michaelis (2).

Nous indiquons ci-dessous les résultats que nous avons obtenus avec la trypsine.

I. *Résultats expérimentaux* : Nos déterminations portent sur des solutions de trypsine de concentration égale à 2.10^{-5} g/ml, avant et après irradiation par les rayons X(90 kV, 4 mA), la dose administrée étant égale à 20.000 rœntgens. L'activité protéolytique de la trypsine est mesurée pour différentes concentrations du substrat (sérumalbumine) par la vitesse initiale de l'hydrolyse (1).

Les résultats obtenus sont les suivants :

	Vitesse d'hybrolyse (en unités arbitraires)	
Concentration Substrats (g/I).	Enzyme non irradiée.	Enzyme irradiée.
2	0,050	0,042
3	0,067	0,056
4	0,077	0,065
5	0,088	0,078
7,5	0,105	0,093
10	0,115	0,100

D'où les courbes du graphique 1, représentant les variations de la vitesse d'hydrolyse (V) en fonction de la concentration du substrat (S). Cependant, il

est plus commode d'adopter la représentation de Line Weaver et Burck [3], c'est-à-dire, la fonction $1/V = f(1/S)$.

Concentration Substrat.	Enzyme non irradiée.	Enzyme irradiée.
0,5	20	24
0,3	14,9	17
0,25	13	15,4
0,20	11,3	13
0,13	9,5	11
0,10	8,7	10

D'où les droites du graphique 2.

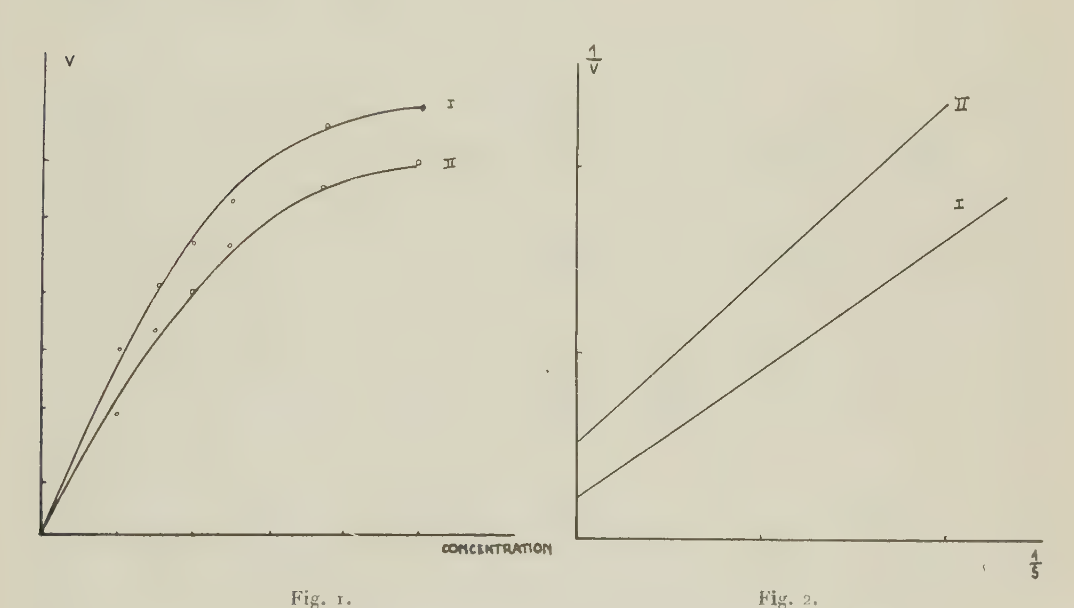


Fig. 1. Fig. 2.

Graphique 1. — Variation de la vitesse d'hydrolyse trypsique de la sérum-albumine et fonction de la concentration du substrat.
Courbe I : Avant irradiation. Courbe II : Après irradiation.

Graphique 2. — Représentation selon Lineweaver et Burck.
Courbe I : Avant irradiation. Courbe II : Après irradiation.

II. *Discussion et interprétation.* — D'après ce que nous savons au sujet de l'inhibition des enzymes, il apparaît que l'inactivation par les rayons X s'apparente à une inhibition du type « non compétitif ». Dans ce cas, en effet, l'action de l'inhibiteur est indépendante de la concentration du substrat et l'on observe une augmentation de $1/V_m$ (V_m étant la vitesse maximum atteinte aux fortes concentrations du substrat) en même temps qu'une augmentation de la pente $p = K_m/V_m$ (K_m étant la constante de Michaelis) de la droite représentative (par rapport à ce qu'on a en l'absence de l'inhibiteur).

L'analyse des deux droites du graphique 2 va nous permettre de calculer la constante de Michaelis avant et après irradiation :

a. Avant irradiation. — La droite (I) du graphique 2 a pour équation

$$\frac{1}{V}=\frac{1}{V_m}+\frac{K_m}{V_m}\left(\frac{1}{S}\right)=6,1+28\left(\frac{1}{S}\right).$$

D'où

$$\frac{1}{V_m}=6,1$$

et

$$\frac{K_m}{V_m}=28=K_m.6,1.$$

Donc

$$K_m=\frac{28}{6,1}=4,5,$$

$$\boxed{K_m=4,5.}$$

b. Après irradiation. — La droite (II), a pour équation

$$\frac{1}{V}=\frac{1}{V'_m}+\frac{K'_m}{V'_m}\left(\frac{1}{S}\right)=6,6+34\left(\frac{1}{S}\right).$$

D'où

$$\frac{1}{V'_m}=6,6$$

et

$$\frac{K'_m}{V'_m}=34=K'_m.6,6.$$

Donc

$$K'_m=\frac{34}{6,6}=5,1,$$

$$\boxed{K'_m=5,1.}$$

III. *Conclusion.* — Ce calcul met donc en évidence une augmentation notable de la constante de Michaelis après irradiation ; en effet celle-ci passe de 4,5 pour la trypsine non irradiée à 5,1 pour la trypsine irradiée : cette variation correspond à une augmentation de 12 %. Il apparaît donc ainsi que l'inactivation de la trypsine par les rayons X ne consiste pas en une mise hors circuit de l'enzyme irradié, c'est-à-dire à une diminution pure et simple de la concentration de l'enzyme actif, puisqu'un tel mécanisme n'altérerait en aucune façon l'affinité de l'enzyme pour le substrat.

Par contre, nous trouvons dans cette augmentation de la constante de Michaelis un argument en faveur d'une atteinte spécifique par les radicaux libres des sites réactionnels de l'enzyme qui interviennent dans la formation du complexe enzyme-substrat.

(*) Séance du 31 mars 1958.

([1]) Avec la collaboration technique de Alzas Roger.
([1]) B. Magnan de Bornier, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1081.
([2]) V. Henry, *Lois générales d'actions des distases*. Thèse Sorbonne, 1903.
([3]) H. Lineweaver et D. Burck, *J. Amer. Chem. Soc.*, 56, 1934, p. 658.

(*Laboratoire de Physique Biologique et Centre Anti-Cancéreux, Faculté de Médecine de Montpellier*).

PSYCHOPHYSIOLOGIE. — *Essai de modification des réactions instinctives des Abeilles au cours de l'élevage royal.* Note (*) de M. **Maurice Vuillaume**, transmise par M. Pierre-P. Grassé.

J'ai donné, dans des travaux précédents ([1]), des exemples de la facilité d'adaptation des réactions instinctives des Abeilles au cours de l'élevage royal. Rappelons que des cupules de verre, de matière plastique ou de paraffine sont parfaitement acceptées par les nourrices, qui se contentent d'y ajouter un « chapeau » de cire pour les amener aux dimensions convenables. D'autre part, d'autres exemples de cette facilité d'adaptation ont été fournis par Chauvin (travail non publié) qui a montré que tous les rayons d'une ruche peuvent être disposés *horizontalement* et non plus verticalement, sans qu'on puisse déceler, même au bout de plusieurs mois, le moindre trouble dans l'élevage, dans le dépôt des provisions ou dans le comportement général de la colonie.

On sait d'ailleurs que les Bourdons et plusieurs Apiaires solitaires élèvent leurs larves en commun, dans une poche de cire où elles reposent à même sur le pain d'abeille. J'ai essayé de voir, si au cours de l'élevage royal, il ne serait pas possible d'amener les Abeilles à modifier leur instinct et à *élever leurs larves groupées* dans une très grande cupule de cire. Signalons que l'expérience est facile à réaliser *dans une étuve à* 34°, en l'absence des nourrices : les larves, mises dans des conditions particulières, définies notamment par von Rhein ([2]), sur un amas de gelée royale se développent parfaitement côte à côte.

Mais à *l'intérieur de la ruche*, comme j'ai pu m'en rendre compte, les nourrices de la ruche orpheline refusent totalement d'élever les larves isolées ou groupées dans les grandes cupules, et les expulsent aussitôt; après quoi, la cire est étirée en cellules d'ouvrières. Il en est de même si les larves sont séparées dans la grande cupule par des cloisons de cire; et de même encore si l'on donne à la cire la forme d'une « barquette » très allongée et non plus circulaire, que les larves y soient groupées ou séparées par des cloisons. Par contre, le groupement des larves dans les cupules de petite taille (0,8 cm de diamètre au lieu de 2 cm pour les grandes) dont je me sers habituellement pour mes expériences rencontre un certain

succès, car l'élevage se poursuit pendant un certain temps et donne même lieu parfois à *une cellule royale operculée à double tête* : mais cette dernière ne renferme alors qu'une seule larve en voie de nymphose qui occupe une grande partie de la cellule; l'autre partie, qui se termine dans la seconde tête de la cellule, est vide : soit que les Abeilles en aient expulsé l'une des larves, soit que, comme il m'a semblé, elle ait été dévorée par l'autre. Ajoutons que pendant le laps de temps où les deux larves vivent côte à côte, les Abeilles dégorgent une quantité double de gelée dans la cellule.

D'autre part, les cupules tubulaires dont je me sers habituellement sont acceptées et élevées d'une manière satisfaisante *même placées côte à côte*; on peut remarquer pourtant que dans ce dernier cas, *jamais leurs bords ne se confondent.* Dans les grappes de cellules qu'on rencontre souvent dans les ruches, seules les bases sont fusionnées, c'est-à-dire qu'on ne peut les distinguer de l'extérieur. Mais les extrémités, qui représentent un tiers ou les deux tiers de la longueur, sont toujours bien distinctes. Rappelons aussi les conclusions d'un travail précédent (1) où je montrais que les cellules à fond cubique étaient fort mal acceptées; les cupules rondes trop grandes ou trop petites l'étaient fort mal aussi.

Nous parvenons alors à mieux comprendre pour quelles raisons l'élevage des larves royales s'effectue en cellules séparées chez les Apis, à la différence d'autres Mellifères. C'est d'abord, évidemment, parce que l'instinct des ouvrières les pousse à construire des cellules séparées dont une seule à la fois sera étirée pour l'élevage royal. Mais, de plus, un ensemble de facteurs de comportement s'oppose à l'élevage en groupe :

1° Dans le cas des grandes cupules non cloisonnées, le rayon du fond est trop grand;

2° Dans le cas des grandes cupules cloisonnées, le rayon du fond reste mal approprié; mais en plus, les cloisons sont forcément mitoyennes sur toute leur longueur entre deux larves, disposition que les Abeilles n'acceptent que dans le cas des larves d'ouvrières, mais non pas dans celui des larves de reine.

3° Dans les cupules du modèle ordinaire, acceptables pour les nourrices, deux larves à la fois ne s'élèvent que pendant un certain temps, pour des raisons qui paraissent dues, au moins en partie, au comportement des larves elles-mêmes.

On pourrait objecter qu'on ne voit pas pour quelles raisons, dans les cupules cloisonnées, les Abeilles n'apportent pas les modifications nécessaires, puisqu'elles donnent par ailleurs de si bonnes preuves de leurs possibilités de remaniement de la cire (2). Remarquons alors que dans tous les cas où des cellules d'ouvrières sont transformées en cellules de mâles et *vice versa*, et dans ceux où un fond est remis à des cellules où on l'avait détruit (3) *ni œufs ni larves ne se trouvent dans les cellules à remanier.*

En ce qui concerne les cellules royales, les remaniements de la base ne s'effectuent qu'en l'absence de larves. Et dans les cas d'orphelinage brusque, lorsque les ouvrières transforment en cellule royale une cellule d'ouvrière, où se trouve déjà une larve, *sa base n'est jamais remaniée.*

La présence de jeune couvain paraît donc incompatible avec le remaniement de la zone de la cellule sur laquelle il repose; le remaniement l'emporte sur l'élevage et déclenche l'expulsion des larves, s'il s'en trouve dans les cellules à modifier.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) M. Vuillaume, *Ins. Soc.*, 4, n° 2, 1957.

(2) W. von Rhein, *Z. Bienenforsch.*, 1, 1951, p. 63-66.

(3) R. Darchen, C. Vizier et M. Vuillaume, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 391.

(4) R. Darchen (sous presse).

HÉMATOLOGIE. — *Démonstration de l'antigène* Rh(D) *sur les leucocytes et les plaquettes humaines*. Note (*) de M. **Jean Dausset**, présentée par M. Léon Binet.

L'antigène D du système de groupe sanguin Rhesus a été mis en évidence sur les leucocytes et les plaquettes humaines à l'aide des techniques de consommation de l'antigène D et de l'antiglobuline. La sensibilisation par des globulines, des plaquettes de trois enfants atteints de maladie hémolytique du nouveau-né due à l'antigène D a été vérifiée.

Sur le plan théorique, il paraît logique que les plaquettes et les leucocytes soient porteurs des mêmes antigènes que les érythrocytes puisque les trois lignées cellulaires du sang dérivent d'une même cellule souche. De fait, les antigènes A et B du système ABO ont bien été retrouvés sur les plaquettes et sur les leucocytes. Des résultats contradictoires ont été publiés en ce qui concerne l'antigène D du système Rh [(1) à (6)]. La présence de l'antigène D à la surface des plaquettes a été déjà affirmée par Ruggieri (4) et par Moulinier et Servantie (5). Seule une expérience non publiée de Schmidt (6) était en faveur de la présence de l'antigène D sur les leucocytes.

Nous avons utilisé deux techniques : 1° la consommation de l'antigène D mis au contact d'une grande quantité de leucocytes et/ou de plaquettes; 2° la consommation de l'antiglobuline [technique modifiée d'après Moulinier (9) et Steffen (11)] mise au contact de leucocytes et/ou de plaquettes préalablement sensibilisées *in vitro* ou *in vivo* par un antigène D.

Ont été éprouvés en ce qui concerne les *leucocytes* : 6 sangs de leucémie myéloïde chronique (4 Rh$^+$ et 2 Rh$^-$); en ce qui concerne les *plaquettes* : 10 sangs normaux (5 Rh e$^+$t 5 Rh); en ce qui concerne le *mélange* leuco-

cytes-plaquettes : 12 sangs normaux (6 Rh^+ et 6 Rh^-). Chaque fois que du sang Rh^- normal ou leucémique a été utilisé aucune consommation n'a été enregistrée. Par contre, chaque fois que du sang Rh^+ a été utilisé, les deux tests ont été positifs (tableau I). Il est apparu qu'une même consommation de l'antiglobuline était obtenue avec environ 100 millions d'hématies, 200 millions de leucocytes et 600 millions de plaquettes.

Les plaquettes de trois enfants atteints de maladie hémolytique du nouveau-né due à l'antigène D étaient capables de consommer l'antiglobuline montrant par là qu'elles étaient recouvertes d'une globuline anormale.

Ces faits sont en faveur de la présence de l'antigène D sur les leucocytes et les plaquettes humaines. Si la surface moyenne d'un érythrocyte est bien définie, il n'en est pas de même pour les plaquettes et les leucocytes. Compte tenu des pseudopodes, il apparaît que la surface de ces derniers éléments est, proportionnellement à leur volume, beaucoup plus étendue que celle des hématies. L'antigène D sur les leucocytes et les plaquettes n'a donc pas, à surface égale, la force antigénique de l'antigène D des hématies.

	Sang Rh positif. — Consommation (*)		Sang Rh négatif. — Consommation (*)	
	de l'antigène D.	de l'antiglobuline.	de l'antigène D.	de l'antiglobuline.
Sur leucocytes de leucémie myéloïde chronique	2	3	0	0
Sur plaquettes normales	2 1/2	3	0	0
Sur mélange de plaquettes et de leucocytes normaux	2	3 1/2	0	0

(*) Moyenne du nombre de dilutions géométriques dont le titre de l'anticorps a été abaissé après contact avec les plaquettes et/ou les leucocytes.

La présence de l'antigène D sur les leucocytes et les plaquettes reste sans conséquence pour les transfusions puisqu'on n'injecte plus que du sang compatible dans le système Rh. Par contre, on peut se demander si la thrombopénie et le syndrome hémorragique parfois observés chez le nouveau-né atteint de maladie hémolytique due à l'antigène D ne sont pas des manifestations immunologiques. Pour expliquer la rareté de la thrombopénie (et de la leucopénie), on peut penser que ces éléments résistent mieux à une charge égale d'anticorps, rapportés à une même surface, que ne le font les hématies.

Il est probable que d'autres antigènes de groupe sanguin sont également présents sur les leucocytes et les plaquettes et que l'antigène D se trouve aussi dans les tissus, ce dont il faudra tenir compte à l'avenir pour les greffes tissulaires.

Le Docteur David a bien voulu nous procurer le sang des enfants atteints de maladie hémolytique du nouveau-né.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) M. Meyer, B. Wuilleret et A. Hässig, *Z. Immunit. und exper. Therap.*, **112**, 1955, p. 369.

(2) J. Gurevitch et D. Nelken, *Vox Sanguinis*, 2, 1957, p. 342.

(3) J. Darrigol, *Thèse*, Delmas, Bordeaux, 1954, 72 pages.

(4) P. Ruggieri, *Bolletino Instituto Seroterapico Milanse*, 35, 1956, p. 196.

(5) J. Moulinier et X. Serventie, Communication personnelle.

(6) M. Schmidt, cité par Ballowitz, Disc. in. Berlin.

(7) J. Dausset, A. Nenna, H. Brecy, *Blood*, 9, 1954, p. 696.

(8) P. Hubinont, IIe *Congrès Transfusion Sanguine*, Bordeaux, 1956.

(9) J. Moulinier, *Rev. Franç. Ét. clin. et biol.*, 2, 1956, p. 355.

(10) C. Steffen, *Wiener Z. Inn. Med.*, 36, 1953, p. 246.

(11) C. Steffen et H. Schindler, *München Med. Wchschr.*, 15, 1955, p. 469.

ENDOCRINOLOGIE. — *Augmentation des 17-hydroxy-corticostéroïdes plasmatiques chez les Souris traitées par la thyroxine.* Note (*) de Mme **Jeanne Raynaud**, présentée par M. Robert Courrier.

La thyroxine stimule la sécrétion des corticoïdes par la surrénale,

Dans un travail précédent (1), nous avons montré que la thyroxine injectée à la Souris provoque une hypertrophie de la capsule surrénale. Cette hypertrophie intéresse principalement la région corticale où des modifications histologiques accentuées ont été mises en évidence. De plus, en prenant comme test biologique le segment tubuleux de la glande sous-maxillaire, qui se développe chez les femelles ou les castrats sous l'action conjuguée de la thyroxine et de la cortisone, nous avons été amenés à conclure que sous l'action de la thyroxine, la sécrétion par le cortex surrénal d'hormones corticoïdes du type cortisone, était augmentée.

Pour essayer d'obtenir une confirmation de cette déduction, nous avons dosé comparativement les corticoïdes dans le plasma de souris normales et de souris traitées par la thyroxine. C'est le résultat de ces dosages que nous rapportons ici.

Technique. — Les dosages ont été effectués sur deux lots de souris : un premier lot de 42 souris femelles normales de la lignée Swiss albinos âgées de 2 à 3 mois, n'ayant subi aucun traitement et servant de témoins. Un deuxième lot de 42 souris femelles, de la même lignée et de même âge que les précédentes, ayant reçu 40 µg de thyroxine par jour pendant huit jours, et ayant été sacrifiées à la fin de ce traitement. Le sang est prélevé, pour les 42 souris de chaque groupe, par section de la carotide,

recueilli sur du citrate de sodium et centrifugé. Les dosages ont été effectués par Mme Seeman suivant les méthodes de Nelson, Samuels et Eik-Ness ([2]), ([3]) Ils ont donné les résultats suivants :

	Corticoïdes libres pour 100 ml de plasma (μg).	Corticoïdes conjugués pour 100 ml de plasma (μg).
Souris témoins	13,3	33,3
Souris traitées par la thyroxine	62,8	42,8

Ces dosages montrent la forte augmentation du taux des corticoïdes libres dans le sang des souris traitées par la thyroxine, et viennent donc confirmer nos conclusions précédentes.

Déjà de nombreuses observations cliniques témoignaient en faveur de l'existence de relation entre la surrénale et la thyroïde; ([4]) mais elles ne permettaient pas de préciser la nature exacte de ces relations. Récemment, Tronchetti, Mucio et Romanelli ([5]), constatant l'augmentation de l'activité aldostéronique chez des malades traités par l'hormone thyréotrope envisageaient la possibilité d'une action stimulante de la thyroïde sur le fonctionnement du cortex surrénalien.

Les résultats de nos observations biologiques antérieures ([1]) et de nos dosages, apportent la preuve expérimentale du fait que sous l'effet de la thyroxine, la sécrétion par le cortex surrénalien de composés du type cortisone, hydrocortisone et hydrocortexone, est augmentée.

(*) Séance du 31 mars 1958.

([1]) J. Raynaud, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3169.

([2]) D. H. Nelson et L. T. Samuels, *J. Clin. Endo. and Meta.*, 12, 1952, p. 519.

([3]) Eik. Ness, D. H. Nelson et L. T. Samuels, *Clin. Endo. and Meta.*, 13, p. 2180.

([4]) J. V. Guillon, *Thèse de Doctorat de Médecine*, Paris, 1954.

([5]) F. Tronchetti, G. Mucio et R. Romanelli, *Endocrinologie*, 18, 1957, p. 658.

ENDOCRINOLOGIE. — *Hyperfonctionnement compensateur de l'isthme thyroïdien après lobectomie double.* Note (*) de Mlle **Régine Cukier**, Mme **Euphrosyne Triantaphyllidis** et M. **Maurice Tubiana**, présentée par M. Robert Courrier.

Les particularités anatomiques du tissu thyroïdien, qui est composé de trois parties indépendantes — les deux lobes et l'isthme — permettent d'effectuer une thyroïdectomie subtotale dans des conditions expérimentales parfaitement reproductibles; aussi bien au point de vue pondéral que sous le rapport du contenu en iode stable et de la fixation de l'iode radioactif, l'isthme représente la dixième partie du parenchyme total (en moyenne, sur 50 Rats, 9 %; valeurs extrêmes : 6 et 11 %). Dans le but d'étudier la régénération fonctionnelle de la glande, nous avons enlevé les deux

lobes thyroïdiens sur l'animal très jeune, et nous avons étudié l'état de l'isthme 40 jours après l'opération.

TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES. — Les animaux utilisés sont des rats Wistar mâles, âgés de quatre semaines, dont le poids variait de 50 à 60 g. Dix animaux subissent une lobectomie double, 12 sont gardés comme témoins. Après l'opération, les deux séries d'animaux sont soumises à un régime extrêmement pauvre en iode, 20 μg par kilogramme d'alimentation. Quarante jours après l'opération, les deux séries d'animaux reçoivent une dose traceuse d'iode 131 (0,25 μC). La radioactivité thyroïdienne est mesurée à l'aide d'un compteur à scintillation sur l'animal vivant, depuis la 3e heure suivant l'injection jusqu'au 8e ou 10e jour.

Des courbes individuelles, résumant le fonctionnement thyroïdien, ont pu être tracées ainsi.

	Poids de l'animal (g).	Poids de la thyroïde (isthme) (mg).	Pourcentage de la fixation à la (3e heure).	Pourcentage de la fixation au maximum par extrapolation.	Période de décroissance.
Opérés :					
Rat n° 1	100	8	22	24	1 jour
2	105	–	34	36	1 »
3	82	8	32	33	1 »
4	80	–	37	42	0,6 jour
5	87	–	41	48	0,6 »
6	87	–	34	35	0,6 »
8	–	–	24	30	–
4′	105	6	30 (5e h)	35	1 jour
5′	70	6	46 (5e h)	55	0,8 jour
		Lobes (mg).			
Témoins :					
Rat n° 1	98	–	65	65	Env. 3 jours
2	72	16	43	43	» 5 »
3 (malade)	50	–	45	45	» 9 »
4	68	–	73	73	» 2,5 »
5	93	40	60	60	» 1 »
6	90	27	49	55	» 1 »
7	76	–	52	55	» 3 »
9	115	31	66	66	» 2,5 »
10	72	–	49	49	–
1′	95	–	100 (4 h)	–	Env. 3 jours
2′	105	30	61 (4 h)	–	» 3 »
3′	100	22	92 (4 h)	–	–

RÉSULTATS. — *Croissance des animaux.* — Les animaux opérés ont atteint le même poids que les animaux témoins (87 g en moyenne); première constatation indiquant un fonctionnement thyroïdien satisfaisant.

Fixation de l'iode radioactif. — Le pourcentage de la fixation de la 3e heure est de 56 % en moyenne (valeurs extrêmes : 43 et 73 %) pour les témoins, de 32 % en moyenne (valeurs extrêmes : 24 et 48 %) pour les opérés. (Le maximum de fixation paraît avoir été atteint à un temps antérieur à la 3e heure.)

La décroissance de la radioactivité thyroïdienne est plus rapide chez les opérés que chez les témoins : la période biologique passe de 0,8 jour en moyenne (valeurs extrêmes : 0,6 jour et 1 jour) à 3 jours en moyenne (valeurs extrêmes : 1 et 9 jours) chez les témoins. Le tableau I résume les résultats de l'expérience.

Ainsi, chez l'animal très jeune, il suffit de laisser la dixième partie de la glande pour que celle-ci assure une sécrétion de même ordre que celle de l'animal témoin. La croissance identique de deux groupes d'animaux indique que l'hyperfonctionnement compensateur de l'isthme survient très rapidement après l'opération.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(*Laboratoire des Isotopes de l'Institut Gustave Roussy* (*Villejuif*), *et laboratoire des Rayons X, rue Lord Byron à Paris*).

ZOOLOGIE. — *Étude du dimorphisme tentaculaire chez l'Actinie* Diadumene cincta *Steph.* Note (*) de M. **Jean-Pierre Dufaure**, transmise par M. Pierre-P. Grassé.

Ces Actinies présentent un dimorphisme tentaculaire connu depuis longtemps et qui se manifeste de façon très apparente, par l'existence chez certains individus, à côté des tentacules « typiques », d'un ou plusieurs tentacules « atypiques ». Nous montrons que les tentacules atypiques résultent de la transformation progressive secondaire et réversible des typiques.

Les deux types de tentacules sont très différents par leur aspect (*fig.* 1). Anatomiquement les tentacules atypiques se distinguent des typiques par des différences de degré plutôt que de nature; elles portent sur l'épaisseur plus grande de l'ectoderme, moins grande de la mésoglée, et avec une certaine réserve, de l'endoderme, pour le tentacule atypique. Cette différence se manifeste le long d'un gradient croissant de la racine vers l'extrémité du tentacule.

Au cnidome du tentacule typique (basitriches, mastigophores microbasiques, spirocystes) se superposent deux types de nématocystes (atriches et holotriches) qui pour cette espèce sont strictement localisés dans le tentacule atypique. Dans l'extrémité du tentacule, atriches et holotriches

sont les seuls éléments du cnidome et leur densité est remarquablement élevée.

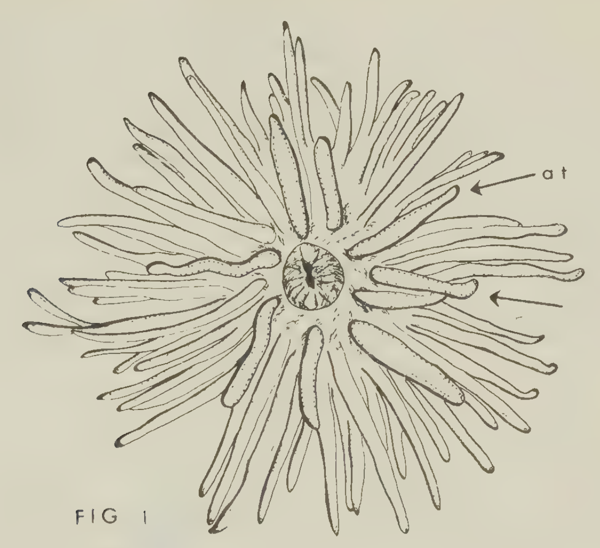


Fig. 1. — Schéma de la couronne tentaculaire d'un individu pourvu de neuf tentacules atypiques (d'après une photographie) (× 2,5). Trois de ces tentacules sont indiqués par une flèche.

Le nombre de ces tentacules varie de 0 à 12; la fréquence des individus qui en portent est inversement proportionnelle au nombre de ces tentacules.

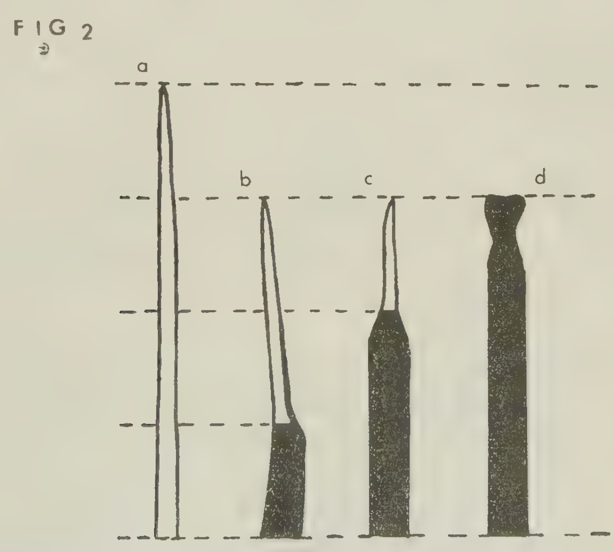


Fig. 2. — Étapes successives de la transformation d'un tentacule typique en atypique : *a*. tentacule typique; *b*. début de la différenciation (0 h); *c*. différenciation (24 h); *d*. tentacule atypique (5 jours).

Ils correspondent toujours à des tentacules du premier ou du deuxième cycle, ou des deux. Leur disposition ne semble obéir à aucune loi précise.

Les récoltes effectuées dans différentes stations, à diverses époques de l'année, ont montré que la proportion d'individus pourvus de tentacules atypiques varie de 0 à 14 %. Il semble qu'elle soit plus élevée pour des faciès saumâtres. Il est certain que cette proportion subit une variation saisonnière : pour un gisement situé dans le Bassin d'Arcachon (côte de l'Atlantique), en janvier-février les proportions sont faibles : 1 %, en mars-avril le nombre des animaux atypiques s'accroît notablement : 14 % et décroît ensuite jusqu'à l'automne.

Le tentacule typique se transforme (*fig.* 2) tout d'abord en se raccourcissant; le 1/3 inférieur est plus épais et plus coloré, alors que le reste du tentacule demeure mince, de couleur claire, et que l'extrémité est effilée.

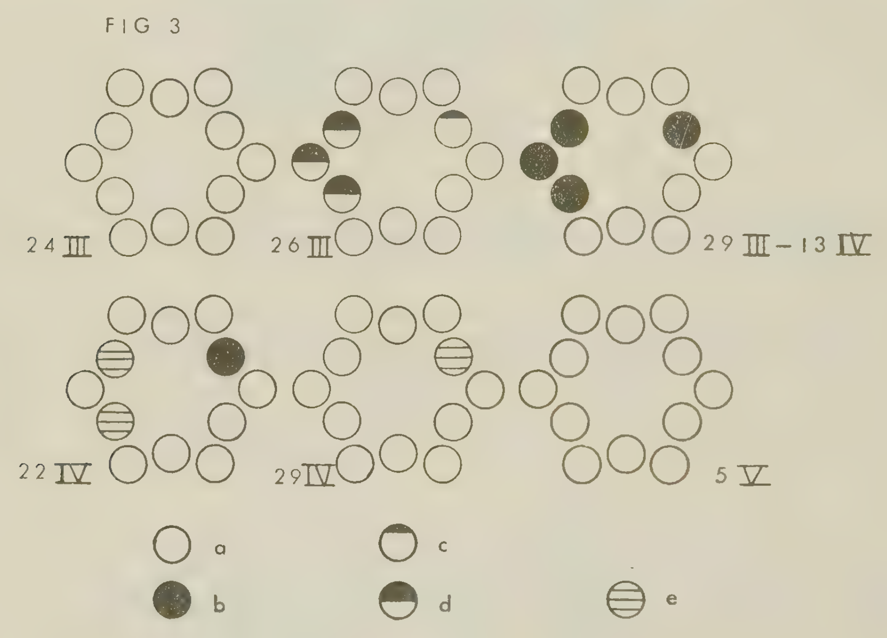


Fig. 3. — Évolution des deux premiers cycles de la couronne tentaculaire d'un individu suivie de mars à juin : *a*. tentacule typique; *b*. tentacule atypique; *c*. et *d*, étapes successives de la différenciation; *e*. dédifférenciation.

Après 24 h, cette différenciation a gagné les 2/3 du tentacule, seule l'extrémité reste effilée. A partir de ce moment, l'évolution est plus lente; 5 jours après le début du phénomène le tentacule atypique est formé. Par contre, la genèse des nématocystes caractéristiques de ce tentacule débute à l'extrémité du tentacule et gagne la racine en un temps variable. Cette transformation peut porter sur plusieurs tentacules, simultanément ou à plusieurs jours d'intervalle. Cet état persiste pendant quelques semaines, puis commence une dédifférenciation, qui dure de 10 à 15 jours, et au cours de laquelle le tentacule redevient typique par allongement et amincissement. Les atriches et les holotriches sont éliminés. Il semble que la

fragmentation régulière de l'extrémité contribue dans une large mesure à leur disparition. L'évolution complète se fait en deux mois (*fig.* 3).

Les facteurs de cette morphogenèse ne sont pas encore connus avec précision : interviennent probablement à la fois des facteurs mésologiques et des facteurs internes.

Le tentacule atypique n'a aucun rôle dans la capture des proies, contrairement à ce que pense Carlgren, il ne participe même en aucune façon à la prise de la nourriture qui est assurée par les tentacules typiques.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) O. Carlgren, *Zool. Anz.*, 81, 1929, p. 109-113.

(2) T. A. Stephenson, *J. of the Mar. Biol. Ass. of the Unit. Kingdom*, 13, 1925, p. 880-890.

(3) R. Weill, *Trav. Station zool. de Wimereux*, 10, 1934, p. 1-701.

ENTOMOLOGIE. — *Régulation du cycle chez* Microgaster globatus *Nees* (*Hyménoptère Braconidæ*). Note (*) de M. **Vincent Labeyrie**, transmise par M. Pierre-P. Grassé.

Divers types de synchronisation des cycles du parasite et de l'hôte ont été observés chez les Hyménoptères; le plus fréquent résulte des exigences de ponte des parasites dont les œufs sont déposés dans des hôtes d'un âge déterminé. Nous avons voulu rechercher le processus de régulation existant chez *Microgaster globatus* Nees, parasite interne des chenilles de la Teigne du Poireau (*Acrolepia assectella* Zeller) (1), dont le nombre annuel de générations est égal à celui de l'hôte.

Malgré le grand échelonnement observé dans l'âge des hôtes où des œufs ont été pondus (2), les larves de *M. globatus* quittent toujours les chenilles d'*A. assectella* lorsque celles-ci, au 5e stade, ont ébauché leurs cocons. Les larves du parasite sont toutes, elles aussi, au 5e et dernier stade.

Puisque la ponte de *M. globatus* peut s'effectuer indifféremment dans les chenilles du 1er au 4e stade, il y a donc, durant l'incubation ou la vie larvaire, un processus permettant la synchronisation de l'apparition du 5e stade larvaire du parasite avec la fin de la vie larvaire de l'hôte.

334 hôtes d'âges différents mis en présence, pendant 24 h, de femelles isolées de *M. globatus*, ont été disséqués après des délais déterminés. Les stades atteints par les parasites ont pu être comparés grâce aux caractères morphologiques des larves.

Les résultats, groupés dans le tableau suivant, montrent que la durée du 2e stade de la vie parasitaire de *M. globatus*, évoluant dans des hôtes

d'âges différents placés dans des conditions thermiques et hygrométriques identiques, présente de grandes variations.

Stade.	Durée minimum.	Durée maximum.	Amplitude de la variation.
Incubation	24 h	48 h	24 h
1er stade larvaire	24 h	48 h	24 h
2e » »	4 jours	17 jours	13 jours
3e » »	48 h	48 h	quelques heures
4e » »	24 h	48 h	24 h
5e » »	4 jours	5 jours	24 h

L'examen morphologique des larves du 2e stade, permet de distinguer les parasites du début et de la fin de ce stade, grâce au flétrissement progressif de l'appendice caudal et à l'accroissement considérable de la vésicule anale. Il est donc possible de rechercher les relations éventuelles entre l'évolution de ce stade des larves du parasite et l'état du développement de l'hôte. Le tableau ci-dessous montre le résultat de l'examen de 68 chenilles contenant des larves de *M. globatus* du 2e stade.

Stade larvaire de l'hôte.	Répartition des larves du parasite. Début du 2e stade.	Fin du 2e stade.
1er et 2e stade	0	0
3e stade	37,5 %	0
4e »	25,0	51,9 %
5e »	37,5	48,2

Nous voyons ainsi que les hôtes doivent avoir atteint leur 4e stade, pour que les larves du parasite puissent parvenir à la fin du 2e stade.

Il est à noter que les larves de *M. globatus*, jusqu'alors éparses dans tout le corps de l'hôte, effectuent au cours du 2e stade, dès la reprise de leur évolution, une migration vers les ébauches sexuelles déjà bien visibles chez les chenilles d'*A. assectella* du 4e stade. Ce déplacement est suivi immédiatement par la consommation des gonades de l'hôte. A partir de ce moment, le développement du parasite devient considérable. La taille de la larve de la fin du 2e stade n'était que de 0,95 mm sur 0,25 mm alors que l'œuf mesurait 0,7 mm sur 0,1 mm au moment de la ponte; à la fin du 3e stade, soit 48 h après, la larve mesure déjà 3,8 mm sur 0,8 mm.

Il est vraisemblable que la reprise du développement et la migration orientée des larves de *M. globatus* sont provoquées par l'apparition des ébauches sexuelles de l'hôte.

Cette induction du développement larvaire de *M. globatus* par l'état des ébauches sexuelles est à rapprocher de l'observation rapportée par Flanders [4] sur la présence d'une diapause au 1er stade larvaire chez

Diversinervus smithi Comp. tant que les ovaires de l'hôte ne sont pas distendus par les œufs mûrs.

Le rythme de développement de *M. globatus* paraît donc dépendre des facteurs humoraux liés à l'évolution des organes de l'hôte.

Ceci est un exemple de la très grande diversité existant dans les procédés de synchronisation des cycles des parasites entomophages avec ceux de leurs hôtes.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) V. Labeyrie et R. Pons, *Bull. Soc. Ent. Fr.*, 56, (2), 1951, p. 31.

(2) V. Labeyrie, *Bull. Soc. Ent. Fr.* (sous presse).

(4) Flanders, *J. Éc. Ent.*, 37, p. 408-411.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Constitution du cardiolipide. Présence d'acide glycérodiphosphorique dans les produits de l'hydrolyse chlorhydrique.* Note (*) de Mmes **Marguerite Faure** et **Marie-Josèphe Morelec-Coulon**, présentée par M. René Dujarric de la Rivière.

Dans l'hydrolysat chlorhydrique du cardiolipide l'acide phosphorique et le glycérol sont sous la forme d'acide glycéromonophosphorique, d'acide glycérodiphosphorique et de glycérol libre. Ces éléments sont présents dans les rapports moléculaires suivants : acide glycéromonophosphorique, 4; acide glycérodiphosphorique, 1; glycérol, 4.

Les divers auteurs qui ont étudié la composition du cardiolipide attribuent à cet acide phosphatidique des teneurs en glycérol différentes. Pour Pangborn (1), le rapport glycérol-phosphore serait 4/3, pour Faure et Morelec (2) et pour Mc Farlane (3) il serait 3/2. Désirant préciser ce point, nous avons repris l'étude des produits hydrosolubles de l'hydrolysat chlorhydrique du cardiolipide.

Le cardiolipide est préparé par la technique décrite précédemment (2) ou par une méthode ne faisant intervenir que des réactifs neutres (4). Il est converti en acide libre et hydrolysé par ébullition à reflux dans de l'éthanol chlorhydrique (éthanol 9 vol, Cl H concentré 1 vol). Les acides gras sont libérés sous la forme d'esters éthyliques; après élimination de l'éthanol, ils sont extraits avec de l'éther en présence d'eau. La fraction hydrosoluble qui renferme le phosphore et le glycérol est soumise à une nouvelle hydrolyse chlorhydrique en milieu aqueux (1 h à 100° dans Cl H N) afin de détruire les esters éthyliques éventuellement formés lors de l'hydrolyse dans l'éthanol à la fin de l'opération, l'acide chlorhydrique est éliminé par évaporation dans le vide. On dose dans le produit restant, le phosphore, l'acide glycérophosphorique et le glycérol libre.

Le phosphore est sous la forme d'ester phosphorique. On en trouve moins de 2 % à l'état d'acide phosphorique minéral.

Pour doser l'acide glycérophosphorique, on utilise une méthode dérivée de celle de Burmaster ([5]) dont le principe est le suivant. L'acide α-glycérophosphorique traité avec de l'acide periodique donne le phosphate de l'aldéhyde glycolique dont l'acide phosphorique est libéré par une hydrolyse sulfurique à 100° pendant 1 h. Si l'on réalise l'oxydation periodique dans le milieu sulfurique chaud, l'isomère β non oxydable est transformé en acide α et la totalité de l'acide phosphorique provenant des acides α et β-glycérophosphoriques est libérée. On dose à la fin de l'opération l'acide phosphorique minéral apparu. Lorsqu'on applique cette technique à l'hydrolysat chlorhydrique du cardiolipide, on constate que les deux tiers seulement du phosphore total sont convertis en acide phosphorique minéral; un tiers du phosphore n'est pas « minéralisable ». Cet hydrolysat renferme donc un mélange d'esters phosphoriques : des acides α et β-glycérophosphoriques et un ester autre.

L'ester phosphorique « non minéralisable » est séparé des acides α et β-glycérophosphoriques grâce à la faible solubilité de son sel de baryum dans l'eau. Cet ester possède deux fonctions acides par atome de phosphore. Il est très résistant aux agents d'hydrolyse comme les acides α et β-glycérophosphoriques; il est nécessaire de chauffer la solution aqueuse de l'acide pendant 2 h à 150° pour libérer la totalité de l'acide phosphorique. Pour analyser cet ester, on procède ainsi : le sel de baryum est dissous dans de l'eau légèrement acidifiée avec de l'acide acétique; le baryum est éliminé par passage de cette solution à travers une colonne de résine acide (amberlite IR 100); la solution est chauffée 2 h à 150°, on dose sur une partie aliquote le phosphore qui est entièrement sous forme minérale; la solution est privée de l'acide phosphorique par passage à travers une colonne de résine basique (amberlite IR 4 B); la solution est évaporée à sec. On obtient un résidu sirupeux qui est du glycérol; on le pèse. Le glycérol est identifié par son analyse élémentaire et par le dosage des produits de son oxydation par l'acide periodique : 2 mol d'aldéhyde formique et 1 mol d'acide formique par molécule de glycérol.

Analyse élémentaire : calculé %, C 39,1; H 8,69; trouvé % : C 38,1; H 8,92.

Oxydation periodique : calculé % : aldéhyde formique 65,2; acide formique 50; trouvé % : aldéhyde formique 64; acide formique 48.

Les proportions de phosphore et de glycérol trouvées dans l'ester non « minéralisable » montrent que ce composé est de l'acide glycérodiphosphorique : phosphore-glycérol, calculé 2; trouvé : 1,92. Cet acide a été identifié par Bailly ([6]) dans les produits de l'estérification du glycérol

par les phosphates monobasiques de sodium et d'ammonium. Il n'avait pas été décrit jusqu'à présent dans les produits d'origine naturelle.

L'hydrolysat chlorhydrique du cardiolipide renferme donc un mélange d'acide glycéromonophosphorique, 4 mol et d'acide glycérodiphosphorique, 1 mol.

Pour isoler et doser le glycérol libre contenu dans l'hydrolysat, on traite sa solution aqueuse avec une résine basique (amberlite IRA 400) qui retient les esters phosphoriques. Après évaporation à sec, cette solution laisse un résidu sirupeux privé de phosphore. On le pèse. Le dosage des produits de l'oxydation periodique de cette substance, aldéhyde et acide formique, permet de vérifier qu'elle est constituée par du glycérol. On a 2 mol de glycérol libre pour 3 atomes de phosphore.

Les travaux antérieurs des divers auteurs (1), (2), (3) ont établi que le cardiolipide renferme deux acides gras par atome de phosphore. L'ensemble des résultats précédents montre que l'hydrolyse chlorhydrique du cardiolipide libère : 1 mol d'acide glycérodiphosphorique, 4 mol d'acide glycéromonophosphorique, 4 mol de glycérol et 12 mol d'acides gras.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) M. Pangborn, *J. Biol. Chem.*, 168, 1947, p. 351.

(2) M. Faure et M.-J. Morelec-Coulon, *Ann. Inst. Pasteur*, 91, 1956, p. 537.

(3) M. Mac Farlane et G. Gray, *Biochem. J.*, 67, 1957, 25 pages.

(4) M. Faure et M.-J. Morelec-Coulon, publication en cours dans *Ann. Inst. Pasteur*, 1958.

(5) C. Burmaster, *J. Biol. Chem.*, 164, 1946, p. 233.

(6) O. Bailly, *Thèse Sciences*, Paris, 1916.

PHARMACOLOGIE. — *Action de la rutine et du quercétol sur l'ulcère gastrique expérimental chez le Rat.* Note (*) de M. **René Raymond Paris**, présentée par M. René Fabre.

La rutine (rutoside), rhamnoglucoside du quercétol, à la dose de 25 à 50 mg par kilogramme et par voie sous-cutanée, exerce une action protectrice nette vis-à-vis de l'ulcère gastrique expérimental obtenu chez le Rat par ligature du pylore. Par contre, le quercétol, produit d'hydrolyse de la rutine, utilisé aux mêmes doses, a des effets peu marqués.

L'emploi en médecine populaire, contre les ulcères d'estomac, de diverses plantes (*Glycyrrhiza*, *Houttuynia*, etc.), riches en dérivés flavoniques, nous a incité à essayer divers flavonoïdes contre l'ulcère gastrique expérimental chez l'animal. Tout d'abord a été utilisé à ce point de vue un des pigments flavoniques les plus répandus du règne végétal, la rutine (rutoside) (F 202°) ou 3-rhamnosidoglucoside du quercétol (5.7.3'.4'-tétraoxyflavonol) qui peut être extrait des feuilles de Rue, de Sarrasin ou des boutons floraux

de Sophora. Cet hétéroside peu toxique, légèrement diurétique, est surtout utilisé comme modificateur de la résistance et de la perméabilité des capillaires. A été étudié en même temps, le quercétol, produit de dédoublement du rutoside et préparé par hydrolyse acide (4 h au bain-marie bouillant dans de l'acide sulfurique normal, recristallisation dans l'alcool à 60°, F 318°).

Enfin, nous avons procédé par comparaison avec la khelline (obtenue à partir des fruits d'*Ammi visnaga* Lam.) [1] dont l'action protectrice vis-à-vis des ulcères gastriques expérimentaux a été signalée par La Barre [2]. Cette substance a été choisie en raison de sa parenté chimique avec la rutine; en effet, si celle-ci est un dérivé de la phényl 2-chromone, la khelline possède également un noyau chromone (diméthoxy-5.8 méthyl-2 furo 6.7.3′.2′-chromone) et il nous a paru intéressant de voir l'influence de la chaîne latérale polyphénolique.

Ces différentes substances étant peu solubles dans l'eau, elles ont été solubilisées à l'aide du propylèneglycol, ce dernier étant dilué au moment de l'injection avec un volume égal d'eau distillée tiède.

Pour la production de l'ulcère gastrique nous nous sommes adressé au Rat, selon la méthode de Shay, légèrement modifiée [2]. Des rats mâles, d'environ 200 g (les femelles même castrées donnent des résultats inconstants) sont soumis à la diète hydrique pendant 48 h; après ligature du pylore (sous anesthésie à l'éther) et mise à la diète totale dans des cages individuelles pendant 22 à 24 h (au bout de 16 à 18 h les effets sont peu nets) les animaux sont sacrifiés, mais sans choc violent de façon à ne pas risquer de traumatisme au niveau de l'estomac. Cet organe est prélevé avec soin puis retourné en doigt de gant de façon à dénombrer les ulcères; ceux-ci, en général de la taille d'une grosse tête d'épingle, sont au nombre de 30 à 40 chez le Rat témoin, quelques-uns (3 à 5) sont plus gros et souvent perforés. Nous avons procédé avec des lots de 6 à 8 rats (il peut y avoir exceptionnellement une mort au cours de l'intervention chirurgicale); deux animaux sont conservés comme témoins, à deux autres est injecté par voie sous-cutanée le solvant (propylèneglycol dilué au demi : 0,5 ml pour un Rat de 200 g); enfin, aux animaux restant est administrée (2 à 4 h avant la igature du pylore) la substance à essayer en solution dans le propylèneglycol. Chaque expérience est répétée sur deux à trois lots de rats. Voici les résultats obtenus :

a. Rutine. — Au-dessous de 10 mg/kg l'action protectrice est peu nette, mais avec 25 mg le nombre des ulcères est diminué d'environ 50 %. A la dose de 50 mg/kg, les effets sont encore plus accentués : seulement 10 à 15 ulcères peu étendus et sans aucune perforation, au lieu de 35 à 40 chez les témoins; le propylèneglycol seul n'amène aucune perturbation.

b. Khelline. — 25 mg/kg : en moyenne 14 à 16 ulcères; 50 mg/kg :

en moyenne 7 à 8 ulcères. Ces effets sont tout à fait comparables à ceux indiqués par La Barre [2].

c. Quercétol. — 25 mg/kg : 22 à 26 ulcères; 50 mg/kg : 6 à 20 ulcères.

La rutine dès la dose de 25 mg/kg par voie sous-cutanée a donc une action protectrice très nette sur l'ulcère gastrique expérimental chez le Rat; l'activité, bien qu'un peu inférieure, est de même ordre que celle de la khelline. Par contre, le quercétol, produit de dédoublement de la rutine, est peu efficace. Cela est peut-être en rapport, soit avec sa facile oxydabilité, soit avec la faible solubilité de ce flavonol. Des constatations analogues ont déjà été signalées par nous [3], notamment en ce qui concerne l'action sur la perméabilité cellulaire.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) R. Paris et M. Pointet, *Prod. pharm.*, 12, 1957, p. 255.
(2) J. La Barre, *J. Thérap. de Paris*, p. 38, 1956, G. Doin, Paris.
(3) R. Paris et E. Vairel, *Ann. pharm.*, 7, 1949, p. 510.

PHARMACOLOGIE. — *Action du chlorure de lithium sur la pression artérielle.*

Note (*) de M. **Jacques-R. Boissier**, présentée par M. Léon Binet.

Alors que le potassium, le rubidium et le césium exercent une action hypertensive due essentiellement à une décharge d'adrénaline au niveau de la médullo-surrénale, le lithium entraîne constamment de l'hypotension et s'oppose à l'hypertension provoquée par le potassium.

L'action adrénalino-sécrétrice de l'ion potassium est connue depuis 1933 [1]. Elle entraîne une hypertension considérable lorsque le sel alcalin est introduit à dose suffisante dans le système vasculaire. Les ions rubidium et césium entraînent des phénomènes du même type et, nous appuyant sur les effets exercés au niveau de l'intestin isolé, du cœur et des vaisseaux, nous avons montré les parentés pharmacodynamiques très étroites et les différences secondaires d'actions d'ordre qualitatif et quantitatif qui existaient entre les trois alcalins voisins du groupe I de la classification périodique [2]. Une étude récente nous a permis de confirmer ces parentés par le dosage de l'adrénaline et de la nor-adrénaline libérées au niveau de la médullo-surrénale [3]. Il était d'usage de considérer le lithium comme un « potassium atténué ». Les actions du chlorure de lithium au niveau du cœur isolé de Grenouille [4] et de l'intestin isolé du Rat [5] ayant mis en évidence des phénomènes tout à fait différents de ceux provoqués par le potassium, nous avons étudié systématiquement l'action de l'ion lithium sur la pression artérielle.

1. *Caractères et nature de l'hypotension lithique.* — L'administration

par voie intraveineuse de chlorure de lithium entraîne une hypotension nette (5 à 7 cm de mercure), immédiate et brève (30 à 90 s). Cette hypotension a été observée chez le Chien, le Lapin, le Chat. Elle s'accompagne d'une vasodilatation rénale. Il est indispensable que le sel soit introduit directement dans le système vasculaire et que l'injection soit faite très rapidement (2 à 10 s). Une perfusion veineuse lente de chlorure de lithium n'entraîne aucune modification tensionnelle. La dose hypotensive est variable; certains animaux réagissent à l'injection de 30 mg/kg de ClLi (soit 4,9 mg de Li ou 0,7 méquiv); chez d'autres il faut atteindre 120 mg/kg de ClLi (soit 15,6 mg de Li ou 2,8 méquiv). La dose la plus souvent active est située entre 60 et 90 mg/kg.

L'action hypotensive persiste après double vagotomie et après surrénalectomie bilatérale. Elle n'est pas diminuée par une injection préalable d'atropine. Elle persiste après l'administration de sympatholytique (yohimbine) et de ganglioplégiques (spartéine, procaïne). Elle garde toute son intensité chez le Chat spinal.

La persistance de l'hypotension après administration de ces agents pharmacologiques laisse présumer une action directe au niveau de la fibre lisse des vaisseaux. Ce mécanisme d'action se trouve confirmé par les expériences suivantes : injecté par voie intra-artérielle à dose non hypotensive dans la patte d'un Chien, le chlorure de lithium entraîne une augmentation de volume du membre mis en évidence par pléthysmographie; des doses de 45 à 90 mg/kg de ClLi produisent une vasodilatation comparable à celle obtenue par l'injection de 1 à 2 mcg d'acétylcholine. Le chlorure de lithium entraîne également une augmentation — modérée, mais constante — du débit de l'oreille isolée de Lapin et du train postérieur de Grenouille.

2. *Antagonisme lithium-potassium.* — Le chlorure de lithium est capable de s'opposer à l'hypertension provoquée par l'injection intraveineuse de chlorures de potassium, de rubidium ou de césium. C'est ainsi que chez le Chien bivagotomisé les effets tensionnels de 15 mg/kg de ClK (soit 7,8 mg de K ou 0,2 méquiv) sont empêchés par l'injection simultanée de 30 mg/kg de ClLi (soit 4,9 mg de Li ou 0,7 méquiv). Cette dernière dose, injectée seule, ne provoquant aucune modification tensionnelle.

3. *Antagonisme lithium-adrénaline et lithium-acétylcholine.* — *a.* L'injection simultanée de chlorure de lithium et d'adrénaline chez un animal neuf entraîne une hypotension de courte durée suivie d'une hypertension de type adrénalinique. La répétition des injections de chlorure de lithium à un même Chien entraîne une diminution de la sensibilité de l'animal à l'adrénaline; les réponses hypertensives s'atténuent progressivement puis disparaissent complètement.

b. Le lithium ne se montre jamais antagoniste de l'action hypotensive,

dite muscarinique, de type parasympathomimétique, de l'acétylcholine. Il en est tout autrement de l'action excito-ganglionnaire, dite nicotinique. C'est ainsi que chez le Chien fortement atropiné (2 mg/kg), recevant régulièrement des fortes quantités de chlorure de lithium (120 mg/kg), l'injection de doses excito-ganglionnaires d'acétylcholine (1 mg/kg) est suivie d'une hypertension dont la valeur va en diminuant puis qui disparaît.

Nous interprétons ces faits par une paralysie de la fibre des vaisseaux. Les fortes doses de lithium entraîneraient un épuisement de la fibre lisse qui serait alors incapable de répondre aux stimulations dont elle est l'objet, soit par l'adrénaline extrinsèque injectée, soit par l'adrénaline intrinsèque libérée aux terminaisons du sympathique.

Si donc, les trois ions alcalins « lourds » : potassium, rubidium, césium forment un groupe homogène, l'ion lithium s'en sépare très nettement. Non seulement, il n'exerce aucune action adrénalino-sécrétrice, mais encore, il est capable d'empêcher l'action hypertensive de ces trois ions; plus encore, il s'oppose aux modifications tensionnelles provoquées par l'adrénaline. On ne doit pas le considérer, comme on avait l'habitude de le faire, comme un « potassium atténué ».

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) R. Hazard, *Comptes rendus*, 197, 1933, p. 1455.

(2) R. Hazard, J.-R. Boissier, J. Hazard et P. Mouillé, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 452.

(3) R. Hazard, M. Beauvallet, J.-R. Boissier, S. Larno et P. Mouillé, *Soc. Biol.*, séance du 22 février 1958.

(4) R. Hazard, J.-R. Boissier et P. Mouillé, *C. R. Soc. Biol.*, 149, 1955, p. 245-249.

(5) J.-R. Boissier et P. Mouillé, *C. R. Soc. Biol.*, 149, 1955, p. 1130-1132.

(*Faculté de Médecine de Paris, Laboratoire de Pharmacologie.*)

IMMUNOCHIMIE. — *Analyse immunochimique d'une fraction des lipoprotéines du sérum humain.* Note (*) de MM. **Meier Burstein** et **Jacques Oudin**, présentée par M. Léon Binet.

Les lipoprotéines β du sérum humain, précipitées en totalité par le sulfate de dextrane en présence de Cl_2Ca, ne renferment qu'un seul antigène. Le résidu du fractionnement ne renferme que de faibles traces de cet antigène. Le procédé de fractionnement semble donc être étroitement spécifique.

Les β lipoprotéines du sérum humain sont précipitées sélectivement et en totalité par le sulfate de dextrane en présence de Cl_2 Ca. Ceci permet de les isoler par un procédé purement chimique, sans avoir recours à l'ultra-centrifugation (1).

Le but du présent travail a été d'étudier la composition immunochimique

de cette fraction (qui sera désignée ci-dessous par B), c'est-à-dire de savoir d'abord si elle contenait un ou plusieurs antigènes.

La poursuite de ce but nous a amenés à effectuer un nombre important de réactions immunochimiques mettant en jeu le matériel suivant. Nous avons utilisé trois sortes de solutions d'antigènes : du sérum humain total, non fractionné (SH); la fraction B préparée à partir de SH; la partie ou fraction de sérum humain qui reste après séparation par centrifugation de la fraction B (désignée ci-dessous par SH/B).

Nous avons préparé trois sortes d'immunsérums (anti-SH, anti-B, anti-SH/B) en injectant à des lapins ces trois sortes de solutions d'antigènes. Plusieurs immunsérums de chaque sorte ont été utilisés, chacun étant un mélange des sérums de 4 à 6 lapins. Certains de ces immunsérums ont été soumis à des épuisements par la fraction B ou par SH/B.

Le but que nous nous étions proposé a été atteint au moyen de l'analyse immunochimique par la méthode des gels ([2]). Nous avons choisi comme technique la diffusion simple à une dimension; nous avons donc fait réagir, dans des tubes, les immunsérums, éventuellement soumis au préalable aux épuisements et aux dilutions voulus, incorporés à des gels par mélange avec de l'agar-agar à la concentration finale de 0,3 %, avec les solutions antigéniques placées au-dessus des couches de gel. Les immunsérums étaient, dans les gels, habituellement à la concentration 3/4, et quelquefois aux concentrations 1/4, 3/40, 3/80, le but des concentrations faibles d'immunsérum étant de permettre à des antigènes, qui auraient pu être présents dans la couche supérieure à une concentration trop faible pour être en excès par rapport à leurs anticorps, de se manifester par des zones de précipitation.

La réaction de la fraction B avec les immunsérums, quels qu'ils soient et quelle que soit leur dilution dans le gel, n'a jamais donné naissance à plus d'une zone de précipitation (*fig.* 1), même avec des sérums anti-SH qui donnaient avec SH jusqu'à huit zones de précipitation. Il ne nous a donc pas été possible de déceler dans la préparation B la présence de plus d'un antigène, même à l'état de traces. Ceci est en accord avec le fait que les immunsérums anti-B ne donnent, dans leur réaction avec SH, qu'une seule zone de précipitation, démontrant que l'immunisation par la fraction B n'a fait qu'apparaître d'anticorps que contre un seul antigène.

Les réactions de la fraction SH/B, complémentaire de la fraction B, puisque les constituants de SH qui ne sont pas présents dans l'une sont nécessairement présents dans l'autre, permet de compléter ces observations. La fraction SH/B ne contient le constituant de la fraction B qu'à l'état de traces dont l'existence est démontrée : 1° par le fait que la fraction SH/B donne, avec certains immunsérums anti-B à une concentration très faible dans le gel, la zone caractéristique du constituant de la

fraction B, la pénétration de cette zone étant très faible (*fig.* 1, dernier tube); 2° par le fait que l'immunisation des animaux par la fraction SH/B fait apparaître dans leur sérum une faible quantité d'anticorps qui réagissent avec la fraction B.

La réaction comparée de SH et de la fraction SH/B avec les immunsérums ne comporte pas d'autre différence appréciable que la présence ou l'absence (sauf aux très faibles concentrations d'immunsérum) de la zone due au constituant de la fraction B. Les antigènes autres que ce constituant, tout au moins ceux, au nombre de quatre à sept, que décèle la réaction des immunsérums anti-SH, se trouvent dans la fraction SH/B, et la teneur de la fraction SH/B en ces antigènes ne semble pas être sensiblement plus faible que celle de SH.

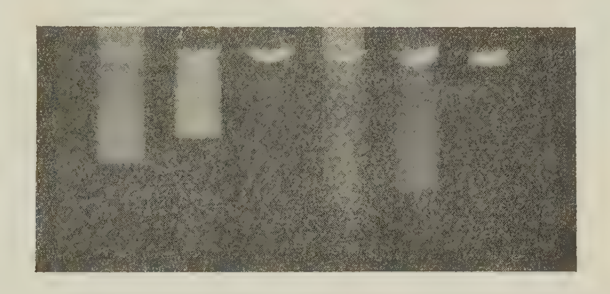


Fig. 1. — Réaction en milieu gélifié d'un immunsérum anti-B (concentration dans le gel : 1/4 dans les trois premiers tubes, 3/40 dans les trois tubes suivants) avec les solutions d'antigènes suivantes : B (tubes 1 et 4), SH (tubes 2 et 5), SH/B (tubes 3 et 6).

La présence dans la fraction résiduelle SH/B de tous les antigènes de SH à l'exception du constituant de la fraction B permet de préparer aisément un immunsérum strictement spécifique de cet antigène à partir d'un immunsérum anti-SH. Il suffit d'épuiser un immunsérum anti-SH quelconque par une fraction SH/B; le seul anticorps qui reste après cet épuisement convenablement conduit est l'anticorps spécifique de l'antigène de la fraction B.

Ces résultats expérimentaux permettent de conclure : 1° que la fraction B ne paraît contenir qu'un seul antigène à un degré extrêmement élevé de pureté puisque les techniques immunochimiques utilisées n'ont permis, malgré leur grande sensibilité, de déceler aucune trace d'aucun autre antigène; 2° que le constituant de la fraction est presque quantitativement éliminé du résidu du fractionnement. Le procédé de fractionnement utilisé se montre donc assez étroitement spécifique d'un antigène précis du sérum.

Notons, d'autre part, que lorsqu'on ajoute l'immunsérum anti-B, en excès, à un sérum humain normal, la totalité des lipides contenus dans la fraction B du sérum humain sont retrouvés dans le précipité spécifique.

Puisque le sérum anti-B ne précipite qu'un seul antigène, on peut conclure encore que cet antigène représente la totalité des lipoprotéines β, et qu'aucun autre antigène appartenant aux lipoprotéines β en quantité appréciable n'a échappé à nos investigations. Les lipoprotéines β du sérum humain semblent donc être immunochimiquement homogènes.

Divers auteurs ont étudié la spécificité antigénique des lipoprotéines β (³), mais aucun fractionnement chimique n'avait abouti jusqu'à présent à la séparation d'un antigène unique représentant la quasi-totalité des lipoprotéines β.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(¹) M. Burstein, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 527; M. Burstein et J. Samaille, *J. Physiol.*, 49, 1957, p. 83.

(²) J. Oudin, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 115; *Methods in medical research*, 3, 1952, p. 335-378; *Ann. Inst. Pasteur*, 89, 1955, p. 531-555.

(³) H. G. Kunkel, *Fed. Proc.*, 9, 1950, p. 193; D. Gitlin, *Science*, 117, 1953, p. 591; L. Levine, D. L. Kaufmann et R. K. Brown, *J. Exp. Med.*, 102, 1955, p. 105; W. C. Grant et H. Berger, *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 86, 1954, p. 779; L. Korngold et R. Lipari, *Science*, 121, 1955, p. 170; E. Middleton, *Amer. J. Physiol.*, 185, 1956, p. 309; F. Aladjin et D. H. Campbell, *J. Exp. Med.*, 105, 1957, p. 49; G. Sandor, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 248.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *De l'influence exercée sur les combinaisons collagène-mucopolysaccharides par divers polypeptides, en fonction de leur caractère neutre ou basique.* Note (*) de Mlle **Suzanne Bazin** et M. **Albert Delaunay**, transmise par M. Gaston Ramon.

Des polypeptides de poids moléculaire variable comme la glycylglycine, la diglycylglycine et ceux qui, provenant de la peptone Vaillant, ne sont pas dialysables, n'entraînent, à pH 4,3, aucune précipitation (fibrillaire ou non) quand ils sont ajoutés, *in vitro*, même à doses fortes, à une solution de collagène A (¹). Il en est de même, comme nous l'ont appris de nouvelles expériences, quand on a recours au sulfate de protamine, au lysozyme ou à des protides basiques isolés de la rate de porc. Ce n'est qu'à pH ± 7 qu'on peut observer l'apparition de fibrilles, plus ou moins mal formées du reste.

Il nous a paru intéressant de savoir si toutes ces substances qui sont incapables de former des combinaisons stables avec le collagène A avaient néanmoins le pouvoir de troubler les combinaisons normales collagène-mucopolysaccharides (²). Nous avons, dans ce but, entrepris toute une série de recherches. Leur exposé fait l'objet de cette Note.

Matériel utilisé. — A. *Collagène* A. — Il a été préparé dans les condi-

tions habituelles, celles indiquées par Nageotte [3]. Notre solution de collagène, de pH 4,3, contenait 0,8 mg de protéine par millilitre.

B. *Mucopolysaccharides.* — *Héparine* Hoffman-Laroche (solution contenant 0,10 mg d'héparine par millilitre); *acide chondroïtine-sulfurique* [5] (0,02 mg/ml). Les concentrations choisies étaient connues pour correspondre à celles que nous avons appelées : doses précipitantes optimum [2].

C. *Polypeptides.* — *a. Glycylglycine* et *diglycylglycine* (Hoffman-Laroche);

b. Polypeptides non dialysables provenant de la *peptone Vaillant*;

c. un *sulfate de protamine* (Hoffman-Laroche) très fortement basique et de poids moléculaire assez faible;

d. un *lysozyme* (Armour) de poids moléculaire plus élevé mais moins basique;

e. enfin, des *protides basiques provenant de la rate de porc.* Ces protides avaient été isolés par nous-mêmes selon un protocole inspiré de la méthode de C. F. Crampton, E. Chargaff et coll. pour l'extraction des histones du thymus [4].

La rate, broyée, est traitée deux fois par ClNa 0,15 M (cela pour éliminer les protéines de type protéines sériques). Le résidu de ces extractions est soumis à l'action de ClNa M : trois agitations de 4 h, chacune étant suivie de deux congélations et décongélations rapides. Centrifugation. Au liquide surnageant (visqueux) est ajouté du ClH de façon à obtenir une concentration finale en acide égale à 0,2 N. Agitation de 4 h (pendant laquelle précipitent les acides nucléiques). Nouvelle centrifugation. Du surnageant, les protides basiques sont précipités par du ClNa à saturation (agitation maintenue pendant 12 h). Le précipité est recueilli par centrifugation, purifié deux fois par redissolution dans ClH 0,2 N, enfin soumis à une nouvelle précipitation par le ClNa. Élimination du sel par dialyse. Enfin, lyophilisation.

Rendement de la méthode : ± 200 mg de protides basiques pour une rate de porc de 250 g. Ces protides ont donné un Biuret ++++, un Molisch +±. Ils étaient solubles parfaitement à pH 4, partiellement dans une zone de pH comprise entre 4 et 8, insolubles à pH 9.

Ces protides avaient un poids moléculaire plus élevé que celui du sulfate de protamine et du lysozyme (ils n'étaient pas dialysables). Leur caractère basique (déterminé par des essais de solubilité en solutions tampons) était moindre que celui de la protamine.

Technique expérimentale. — Solution de collagène et telle ou telle solution de polypeptide étaient mélangées, à pH 4,3, en volumes égaux puis laissées en contact pendant 30 mn. Telle ou telle solution de MP était alors ajoutée au mélange. On notait à ce moment s'il se produisait, ou non, une précipitation. Quand un précipité avait pris naissance, sa résistance à la chaleur était étudiée.

Résultats. — Ils sont exposés dans le tableau suivant.

Conclusions. — 1. Les petits polypeptides neutres (glycylglycine,

diglycylglycine) restent sans influence sur les combinaisons *in vitro* collagène-MP.

2. Les polypeptides de poids moléculaire plus élevés (peptone dialysée), utilisés à forte dose (4 mg/ml), inhibent la précipitation collagène-MP. Employés à doses faibles, ils sont inactifs.

Nature du polypeptide ajouté au collagène.	Nature du MP ajouté au mélange collagène-polypeptide.	Aspect du précipité.	Action de la chaleur sur le précipité.
Glycylglycine M/100..........	Héparine	Fibres longues (*)	Contraction en une seule masse à 48° (*)
	A. Ch. S.	»	»
Diglycylglycine M/20..........	Héparine	»	»
	A. Ch. S.	»	»
Peptone dialysée (4 mg/ml)....	Héparine	o	–
	A. Ch. S.	o	–
Sulf. de protamine (0,25 mg/ml).	Héparine	o	–
	A. Ch. S.	Louche léger	Nulle
Lysozyme (1 mg/ml)..........	Héparine	Fibres courtes	Contraction en petits grains à 60°
	A. Ch. S.	»	Contraction en petits grains à 50°
Protides basiques de la rate du porc (3 mg/ml)............	Héparine	Louche léger	Nulle
	A. Ch. S.	Louche	»

(*) Caractères typiques du précipité collagène-mucopolysaccharide.

3. Les polypeptides basiques peuvent modifier (lysozyme) ou inhiber (protamine, polypeptides de rate) les combinaisons collagène-MP. La dose efficace de polypeptide apparaît d'autant plus faible que le caractère basique de celui-ci est plus marqué, mais il s'agit là d'un résultat logique étant donné que les MP mis en œuvre étaient acides et que, pour cette raison, ils nouent des liaisons d'autant plus fortes que le polypeptide qui leur est opposé est plus basique.

De tels résultats, à notre avis, doivent retenir l'attention de tous ceux qui se rappellent que, dans les foyers inflammatoires, c'est-à-dire là où collagène et mucopolysaccharides subissent de profonds remaniements, il y a hyperproduction de polypeptides basiques. Nous reviendrons sur ce point.

(*) Séance du 31 décembre 1958.

[1] *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2414.

[2] *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 834; *Sem. Hôpitaux* (*Path. et Biol.*), 12, 1956, p. 335.

(³) *C. R. Soc. Biol.*, **113**, 1933, p. 715.
(⁴) *J. Biol. Chem.*, **206**, 1954, p. 500.
(⁵) *Nutritional Biochemicals Corporation.*

La séance est levée à 15 h 30 m.

L. B.

ERRATA.

—

(*Comptes rendus* du 3 mars 1958.)

Note présentée le 24 février 1958, de MM. *Robert Warnecke, Hubert Leboutet* et Mlle *Germaine Vincent,* Sur les accélérateurs d'électrons à onde progressive incorporant leur source d'énergie à haute fréquence :

Page 1399, dans le titre, *au lieu de* MM. René Warnecke, Henri Leboutet, *lire* MM. Robert Warnecke, Hubert Leboutet.

(*Comptes rendus* du 3 mars 1958.)

Note présentée le 24 février 1958, de MM. *Marcel Pauthenier, Jean Dupuy* et *Tran an Nhan,* Étude du champ électrique bi-ionisé dans le cas d'un fil coronisant et d'un cylindre coaxial donnant lieu à la contre-émission :

Page 1395, 26e ligne, *au lieu de m*, taux de contre-émission, *lire* (*m*, taux de contre-émission).

Page 1396, 15e ligne, *au lieu de* 70 000 kV/cm, *lire* 70 000 V/cm.
» » sur la figure, *au lieu de* J μAcm, *lire* J μA/cm.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de mars 1958.

Sur les fonctions méromorphes et les fonctions algébroïdes. Extensions d'un théorème de M. R. Nevanlinna, par King-Laï Hiong, in *Mémorial des sciences mathématiques*, fasc. CXXXIX. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 fasc. 24 cm.

Les méthodes scientifiques dans les techniques modernes, quelques écueils, par Pierre Vernotte, in *Publications scientifiques du Ministère de l'Air. Notes techniques.* Paris, Service de documentation et d'information technique de l'aéronautique, 1957; 1 fasc. 26,5 cm.

Les groupes sanguins. Techniques usuelles, par Jean-Marie Fine, in *Techniques de base.* Paris, Éditions de la Tourelle, 1958; 1 fasc. 15,5 cm.

L'origine photochimique de la vie, par Alexandre Dauvillier, in *Évolution des sciences.* Paris, Masson, 1958; 1 vol. 22,5 cm.

Hydrogéologie. Introduction à l'étude des eaux destinées à l'alimentation humaine et à l'industrie, par Paul Fourmarier. Deuxième édition revue et augmentée. En annexe : *Les principes des procédés modernes d'épuration des eaux*, par Edmond Leclerc. Paris, Masson et, Liège, H. Vaillant-Carmanne, 1958; 1 vol. 25 cm.

Ministère de la France d'Outre-Mer. *Mollusques, Crustacés, Poissons marins des côtes d'A. E. F. en collection au Centre d'Océanographie de l'Institut d'études centrafricaines de Pointe Noire*, par Jean Collignon, M. Rossignol et Charles Roux. Paris, Office de la Recherche scientifique et technique Outre-Mer, 1957; 1 vol. 28 cm.

Géométrie du tétraèdre. Sur les hauteurs d'un tétraèdre, par Victor Thébault, in *Mathesis*, tome LXVI, 1957, nº 10. Gembloux, Jules Duculot et, Paris, Gauthier-Villars; 1 fasc. 25 cm.

Jubilé d'argent de doctorat en médecine du Docteur Abdo Féghali, fondateur de l'Hôpital des Enfants-Malades de Beyrouth 1932-1957. Préface de Robert Debré. Beyrouth, 1957; 1 fasc. 26 cm.

IXe Congrès international de mécanique appliquée. *Actes.* Tomes I, II, V, VIII. Université de Bruxelles, 1957; 4 vol. 24 cm.

Voprosy mineralogii Osadotchnij obrazovanii. Tome I. Lvow, 1954; 1 vol. 24,5 cm.

Stability in celestrial mechanics, by Yusuke Hagihara. Jubilee Publication in Commemoration of the Sixtieth Birthday of Yusuke Hagihara by his Friends and Pupills. Tokyo, 1957; 1 fasc. 25,5 cm.

Bibliography of the Silesian zoology. Part. III (1935-1950), by Ferdinand Pax. Wroclaw, 1957; 1 vol. 26 cm.

Consiglio nazionale delle Ricerche. *Organizzazione generale del C. N. R. nel*, 1957. 2 edizione. Roma, 1957; 1 vol. 21 cm.

Proceedings of the international genetics Symposia, Tôkyô and Kyôto, septembre 1956. Tôkyô, Science council of Japan, 1957; 1 vol. 26 cm.

Traité de paléontologie. Tome VI, vol. II, 1958 : *L'origine des Mammifères et les aspects fondamentaux de leur évolution. Mammifères. Évolution*, par René Lavocat, Colette Dechaseaux, Raymond Vaufrey, Jean Piveteau, Jean Viret, Roger Saban, Robert Hoffstetter, Christian Guth, Samuel Schaub. Tome VII, 1957 : *Vers la forme humaine. Le problème biologique de l'homme. Les époques de l'intelligence. Primates, Paléontologie humaine*, par Jean Piveteau. Paris, Masson; 2 vol. 25 cm.

Traité de zoologie. Anatomie, Systématique, Biologie, Tome XIII, fasc. I, II et III. *Agnathes et Poissons, Anatomie, Éthologie, Systématique*, par Camille Arambourg, Jean Anthony, Léon Bertin, Paul Budker, Jacques Daget, H. Damas, Charles Devillers, Louis Fage, Alfred Fessard, Maurice Fontaine, Pol Gérard, Pierre-Paul Grassé, Jean Guibé, Yseult Le Danois, Jean-Pierre Lehman, Étienne Œmichen, Jean Pasteels, Jean Piveteau, André Rochon-Duvigneaud, Erik Stensiö, Odette Tuzet, Jean Vivien. Paris, Masson, 1958; 3 vol. 25 cm.

Actualités scientifiques et industrielles, 1 263. *Résultats des campagnes du « Professeur Lacaze-Duthiers II ». Algérie* 1952 *et Baléares* 1953, 1954. Supplément nº 6 à *Vie et Milieu*, Laboratoire Arago, Banyuls-sur-Mer. Paris, Hermann, 1957; 1 fasc. 24,5 cm.

Le système du Monde. Tome VIII. *Histoire des doctrines cosmologiques de Platon à Copernic*, par Pierre Duhem. Paris, Hermann, 1958; 1 vol. 25 cm.

L'Union internationale de physique pure et appliquée. État au 1er *janvier* 1958. *Procès-verbal de la neuvième Assemblée générale* (1957). Paris, 1958; 1 fasc. 24 cm.

Réaumur et le problème de la digestion, par Jean Torlais, in *Journal de médecine de Paris*, nº 12, 1957; 1 fasc. 23 cm.

Réaumur et ses portraits, par Jean Torlais, in *Presse Médicale*, nº 92, 1957. Paris, Masson; 1 fasc. 21 cm.

Sur l'eustatisme et l'isostasie, par Jean Lagrula, in *Congrès géologique international. Comptes rendus de la XIXe Session*, Alger, 1952. Section IX. *Contribution de la géophysique à la géologie*, fasc. IX. Alger, 1954; 1 fasc. 27 cm.

Les applications de la mécanique ondulatoire à l'étude de la structure des molécules. Réunions d'études et de mises au point tenues sous la présidence de Louis de Broglie, par Raymond Daudel, Jean Lecomte, Jean Wyart, Odilon Chalvet et Claude Vroelant, Pauline Ramart-Lucas, Camille Sandorfy, Nguyen-Quang Trinh, Henri Lumbroso, Alexandre Laforgue, Adolphe Pacault, Nicole Lumbroso et Jean Hoarau, Paul Chanson. Paris, Éditions de la Revue d'optique théorique et instrumentale, 1953; 1 vol. 24 cm.

Physique et Biologie. Réunions d'études et de mises au point tenues sous la présidence de Louis de Broglie, par Philippe L'Héritier, Jacques Winter, Raymond Daudel, Jean-Louis Destouches, A. M. Monnier, Yves Le Grand, Alfred Fessard, Georges Morin, René Wurmser, Jacques Monod. Préface de Louis de Broglie. Paris, Éditions de la Revue d'optique théorique et instrumentale, 1954; 1 fasc. 24 cm.

Propriétés et structure des noyaux. Réunion d'études et de mises au point tenues sous la présidence de Louis de Broglie, par Claude Marty, Michel Trocheris, Salomon

Rosenblum, Pierrette Benoist, Roger Nataf, Jules Horowitz, Eugène Cotton, Philippe Meyer, Jacques Prentki, Martin Deutsch. Préface de Louis de Broglie. Paris, Éditions de la Revue d'optique théorique et instrumentale, 1956; 1 fasc. 24 cm.

Comparsa di Argulus *nella Laguna di Venezia*, por Umberto d'Ancona. Extrait de *Archivio di Oceanografia e Limnologia*, vol. XI, fasc. I. 1 feuille, s. d. 27 cm.

The gonad differentiations in Lower teleostomes, by Umberto d'Ancona, in *Proceedings XIV International Congress of zoology*, Copenhague 1953, 1956; 1 feuillet 24,5 cm.

Morphogénèse et différenciation sexuelle chez les Poissons téléostéens, par Umberto d'Ancona, in *Bulletin de la Société zoologique de France*, tome LXXXI, nº 4, 1956; 1 feuillet 21 cm.

Nuove ricerche sperimentali sull' azione di ormoni steroidi sulla gonades dell' anguilla, por Umberto d'Ancona, in *Pubbl. Staz. Zool. Napoli*, vol. XXIX, 1957; 1 fasc. 24,5 cm.

Nuove ricerche sulla determinazione sessuale dell' anguilla. Parte Seconda. *Le influenze ambientali sul differenziamento della gonade*, por Umberto d'Ancona, in *Archivio di Oceanografia e Limnologia*, vol. XI, fasc. 1. Venezia, Officine grafiche Carlo Ferrari, 1957; 1 fasc. 27 cm.

La Quimica a fines del Siglo XIX, por Jose Casares Gil con una semblanza del autor, por D. Ramon Portillo. Madrid, Publicationes de la universidad, 1952; 1 fasc. 17 cm.

(A suivre.)